LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

COMMUNICATIONS PRÉSENTÉES

à Grenoble, les 29 février, 1er et 2 mars 1960 au

COLLOQUE SUR LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE AUX BASSES ET MOYENNES ÉNERGIES

organisé par la

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

avec l'appui de

L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Recueil édité avec le concours de Mme P. GUGENBERGER
Département de Physique Nucléaire et de Physique du solide, C. E. N. Saclay

ÉMISSION ET ABSORPTION DE RAYONNEMENT GAMMA SANS RECUL DU NOYAU ÉMETTEUR EMPRISONNÉ DANS UN RÉSEAU CRISTALLIN (EFFET MÖSSBAUER)

Par E. COTTON,

Section de Physique Nucléaire à Basse Énergie, C. E. N. Saclay.

Résumé. — La théorie de Debye permet de prévoir cet effet et son importance pour une température, un noyau et un réseau cristallin déterminés. Calculs d'absorption, d'auto-absorption, de diffusion. Expériences réalisées. Applications : effet Zeeman, effet quadrupolaire électrique, cohérence dans la diffusion, effets dus à la relativité générale, etc. Intérêt pour la Physique Générale, la Physique du Solide, la Physique Nucléaire.

Abstract. — Theoretical explanation using Debye's theory of crystals. Calculations of absorption and self-absorption. With static and moving sources and absorbers. Scattering. Results of experiments. Applications : Zeeman effect, gravitational red shift. Interest for General Physics, Solid State Physics and Nuclear Physics.

I. **Finesse naturelle des raies γ. Recul du noyau, agitation thermique et difficultés de l'absorption résonnante.** — Rappelons que les largeurs naturelles des raies γ émises par les niveaux liés des noyaux sont extrêmement fines. De la relation d'incertitude

$$\Delta\tau . \Delta E = \hbar \text{ soit } 6{,}58.10^{-16} \text{ eV}$$

on tire

$$\tau . \Gamma = \hbar \quad (1)$$

τ étant la vie moyenne ($= T/0{,}693$) et Γ la largeur.

Les durées de vie s'échelonnant entre quelques dizaines d'années et 10^{-15} s, Γ peut varier, théoriquement du moins, de 2.10^{-25} eV à 0,6 eV ; pour une transition de 100 keV $= 10^5$ eV cela correspond à des largeurs relatives Γ/E variant entre 2.10^{-32} et 6.10^{-6}. Les raies optiques, rappelons-le, doivent théoriquement avoir des largeurs de l'ordre de 10^{-8} eV pour des énergies de quelques

eV mais cette largeur naturelle n'est pas atteinte à cause de l'élargissement Doppler lié à l'agitation thermique. La largeur relative des raies X est également beaucoup plus grande.

Lorsqu'un noyau, que nous supposerons pour commencer situé dans un gaz, émet un photon γ correspondant à une transition d'énergie E_0, le noyau recule dans la direction opposée pour assurer la conservation de la quantité de mouvement et l'énergie de recul est

$$R = \frac{E_0^2}{2Mc^2} \tag{2}$$

M étant la masse du noyau, c la vitesse de la lumière. Numériquement cette relation s'écrit

$$R = 0{,}537 \frac{(E_{0\text{keV}})^2}{A} \times 10^{-3}\text{eV} \tag{2'}$$

A étant le nombre de masse.

Le rayonnement γ émis a donc une énergie centrée, non autour de E_0, mais autour de $E = E_0 - R$. En même temps la raie est élargie par l'agitation thermique et on montre que la largeur à mi-hauteur de la répartition est non plus la largeur naturelle Γ mais une largeur Δ telle que

$$\frac{1}{4}\Delta^2 = \overline{\left(E\frac{v}{c}\right)^2} = \frac{E_0\, kT}{2Mc^2} = kRT \tag{3}$$

où R est l'énergie de recul, v la vitesse d'agitation thermique, k la constante de Boltzmann et T la température absolue.

Lorsque le γ émis laisse le noyau dans l'état fondamental, l'absorption résonnante par un noyau identique a pour section efficace, pour des photons d'énergie E :

$$\sigma(E) = \frac{\pi\lambda\!\!\!^{-2}}{2}\frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1}\frac{\Gamma\Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad \text{ou}$$

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \tag{4}$$

avec

$$\sigma_0 = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1}\frac{1}{1 + \alpha}. \tag{5}$$

Numériquement

$$\sigma_{0(\text{barns})} = \frac{2{,}43 . 10^9}{E_0^2\,(\text{keV})} \times \frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1} \times \frac{1}{1 + \alpha} \tag{5'}$$

J_e et J_0 étant les spins respectifs du noyau émetteur dans l'état excité et l'état fondamental, $\lambda\!\!\!^-$ la longueur d'onde réduite du rayonnement, Γ et Γ_γ les largeurs totale et radiative et α le coefficient de conversion (α = nombre d'électrons de conversion/nombre de photons).

Pour assurer la conservation de la quantité de mouvement lors de la capture, le noyau recule avec la même énergie R que lors de l'émission et on a une distribution des vitesses de sorte que l'absorption résonnante analogue à celle de la raie jaune du sodium ne peut avoir lieu sans artifices permettant aux deux distributions d'énergie d'avoir une région commune. D'où l'utilisation d'une rotation rapide (Moon, 1950), d'un chauffage de la source ou du recul du noyau dans un processus antérieur (Metzger) augmentant l'énergie moyenne des photons de telle sorte que leur distribution se recoupe avec la distribution centrée autour de $E_0 + R$ correspondant à la capture.

II. **Expérience de Mössbauer et interprétation qualitative.**

— 1. Mössbauer effectuait en 1958 à Heidelberg des expériences d'absorption résonnante sur ^{191}Ir, niveau à 129 keV (source Os, ab-

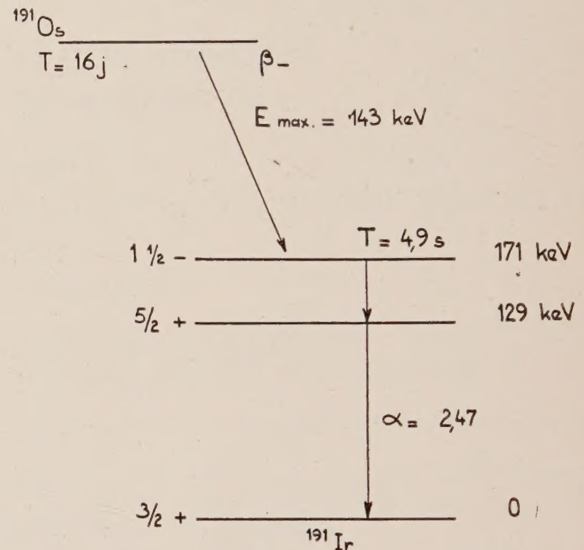


Fig. 1.

sorbeur Ir) (*fig.* 1) en utilisant un échauffement. En refroidissant source et écran à la température de l'azote liquide, il trouva une augmentation de l'absorption. Cela fut interprété ensuite par lui à l'aide d'un article de Lamb [1] comme résultant d'un blocage des noyaux émetteur et absorbeur dans les réseaux cristallins à basse température, blocage tel que l'énergie de recul soit communiquée non plus au noyau seul mais à l'ensemble du réseau microcristallin le contenant, la très grande masse de ce cristal ne prenant qu'une vitesse négligeable [2]. Dans ce cas la raie est : 1) non décalée ; elle est centrée sur l'énergie E_0 de la transition ; 2) non élargie ; elle a la largeur naturelle Γ. De plus, à partir de la faible largeur relative 3.10^{-11} de la raie, on voit qu'une vitesse longitudinale de l'ordre du centimètre par seconde de l'absorbeur par rapport à la source déplace, par effet Doppler, la raie d'absorption par rapport à la raie d'émission diminuant l'effet d'absorption sans recul qui était de 1 % environ. En faisant varier la vitesse de déplacement, on peut tracer une courbe d'absorption image de la raie γ [3].

2. *Rappel de notions très succinctes sur les vibrations thermiques des solides cristallisés.* — Depuis Planck et Einstein, on admet que l'agitation thermique se traduit dans les cristaux par des vibrations quantifiées correspondant aux valeurs propres d'oscillateurs harmoniques $(n + 1/2)\,\hbar\omega_s$. Einstein calculait les chaleurs spécifiques notamment en considérant une valeur moyenne ; Debye introduisit une répartition parabolique du nombre de vibrations de pulsation ω_s :

$$n(\omega_s) = C^{te} \times \omega_s^2, \tag{6}$$

ce spectre s'arrêtant à une valeur maximale ω_{max} (*fig.* 2). L'énergie $\hbar\omega_{max}$ relative à ce maximum

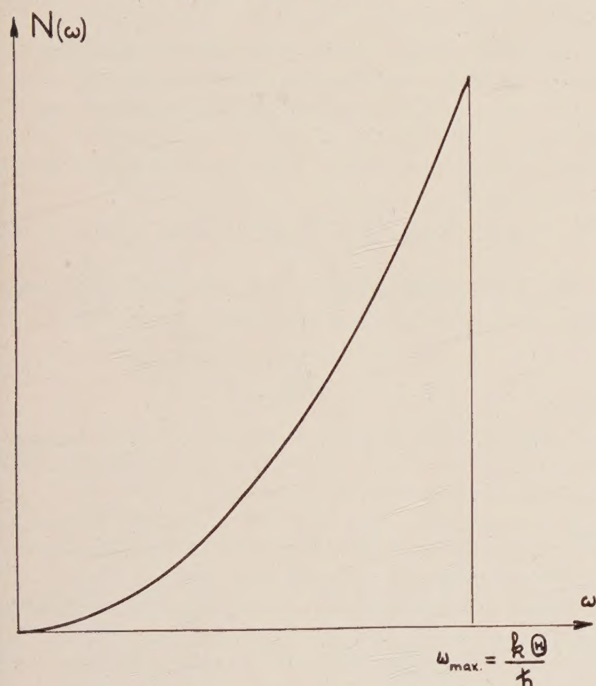


Fig. 2.

correspond à une température Θ définie par

$$\hbar\omega_{max} = k\,\Theta \tag{7}$$

k étant la constante de Boltzmann. Cette température de Debye, que l'on peut, au moins en théorie, déduire des constantes élastiques liées à la vitesse du son dans le cristal, traduit la cohésion plus ou moins grande du réseau cristallin ; elle est très élevée pour les solides de grande dureté : 1 160 °K pour le béryllium, 1 800 °K pour le diamant, 600 °K pour le silicium ; elle est fa ble pour les corps mous : 180 °K pour l'étain, 109 °K pour l'indium. La chaleur spécifique des corps simples suit d'autant mieux, à la température ord naire, la loi de Dulong et Petit, que cette température est proche de la température de Debye ; le produit $M_a \times C$ est égal à la constante voisine de 6 pour la température de Debye.

Les niveaux du cristal peuvent être représentés par des niveaux serrés d'un puits parabolique ; aux basses températures, seuls les niveaux les plus bas sont occupés. Les transitions entre deux états quantiques du cristal d'énergies différentes se font par vibrations ou émission des quanta de vibrations : les phonons. Ainsi, l'énergie apportée par le recul d'un noyau dans le cristal se transforme en énergie de phonons. Au zéro absolu l'énergie n'est pas nulle.

Deux idées fort distinctes sont rassemblées sous le nom de « théorie de Debye » : 1° La notion de vibration de fréquence maximale qui est certainement justifiée. 2° La distribution parabolique des fréquences qui est fort approchée (des tentatives différentes ont été avancées, notamment celle de Born et Karman).

3. *Interprétation qualitative des résultats de Mössbauer.* — Qualitativement, on comprend que, plus on est bas par rapport à la température de Debye et plus la quantité de mouvement apportée est faible, plus les transitions entre les états quantiques de vibration qui devraient s'effectuer vers les états aux fréquences les plus basses risquent de ne pouvoir s'effectuer, ces états moins nombreux pouvant être tous occupés. Dans ces conditions, le recul du noyau dans le réseau peut être impossible dans une fraction f des cas et la quantité de mouvement ne peut alors que se communiquer à l'ensemble du réseau microcristallin qui recule en bloc, sans changement de son état de vibration, et en ne prélevant sur l'énergie E_0 disponible qu'une fraction de celle-ci tout à fait négligeable vu sa masse.

Une proportion f des photons émis correspondra alors à une raie γ qui sera : 1° centrée sur l'énergie E_0 (¹) ; 2° distribuée suivant sa largeur naturelle (les mouvements du noyau ne donnent pas lieu à élargissement Doppler). La proportion restante $1 - f$ des photons correspondra à une raie déplacée en $E_0 - R$ par le recul du noyau et élargie par l'agitation thermique, la seule différence avec un gaz étant que la distribution des vitesses étant différente, la raie aura une largeur légèrement différente correspondant à une température effective T^*. Un processus analogue s'effectue lors de l'absorption.

III. **Calcul théorique suivant la théorie de Lamb. Résultats et discussion.** — Je reprends ici brièvement l'exposé du calcul tel que Mössbauer l'a présenté, étant donné que ce calcul n'a pas encore été publié en français. Comme références, outre les articles de Lamb et Mössbauer [1], [2], on aura intérêt à consulter les exposés de Visscher [4] et Lipkin [5].

(¹) à la différence ΔE liée à l'effet relativiste près [38], [39] et [40].

L'absorbeur et l'émetteur n'étant pas en général situés dans le même réseau cristallin (par exemple, dans le cas des expériences de Mössbauer, la source était constituée d'osmium métallique et l'écran d'iridium métallique également) les formes des raies d'émission et d'absorption sont distinctes ; elles sont représentées par des fonctions distinctes de l'énergie $W_e(E)$ et $W_a(E)$.

La section efficace d'absorption, pour des photons d'énergie E sera

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma^2}{4} \sigma_0 W_a(E) \tag{8}$$

la section efficace σ_0 étant définie par la relation [5].

Le calcul de $\sigma(E)$ se ramène donc à celui de $W_a(E)$. Pour déterminer cette fonction, on admet que les transitions ont lieu entre deux états. Dans l'état initial, le noyau radioactif se trouve dans l'état fondamental considéré i, le photon incident a la quantité de mouvement k, le réseau cristallin se trouve dans un état caractérisé par un certain nombre de paramètres quantiques $\{ \alpha_s \}$. Dans l'état final, le noyau ayant capturé le photon se trouve dans son état excité f, le réseau étant dans un état $\{ n_s \}$, le noyau ayant reculé avec une énergie R. (Le processus de désexcitation considéré par Lamb n'intervient pas directement dans notre cas.)

On peut considérer l'élément de matrice de la transition comme le produit d'un élément de matrice nucléaire par un élément de matrice correspondant à la transition quantique du réseau. L'élément de matrice nucléaire étant toujours le même, la probabilité d'absorption $W_a(E)$ se calculera en effectuant une sommation pondérée sur tous les éléments de matrice de transition du réseau possibles, le facteur de pondération étant le facteur de Boltzmann $g(\alpha_s)$ pour chaque état quantique initial :

$$W_a(E) = \sum_{\alpha_s n_s} g(\alpha_s)\, W[\{ n_s \}, \{ \alpha_s \}] \tag{9}$$

il vient

$$W_a(E) = C \times \sum_{\alpha_s} g(\alpha_s)$$

$$\sum_{n_s} \frac{|< n_s | e^{i\frac{\mathbf{p}\cdot\mathbf{X}_L}{}} | \alpha_s >|^2}{\left[E - E_0 - \sum_s (n_s - \alpha_s)\hbar\omega_s\right]^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \tag{10}$$

$\boldsymbol{p}$ étant la quantité de mouvement de recul du noyau de coordonnées $\boldsymbol{X}_L$, $\hbar\omega_s$ étant l'énergie de vibration élémentaire quantifiée.

On voit dès maintenant que si l'absorption se produisait sans que le réseau change d'état quantique ($n_s \equiv \alpha_s$) le facteur $W_a(E)$ serait proportionnel au facteur de Lorentz $\frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$.

Mais cherchons la forme complète de $W_a(E)$ et pour cela essayons d'évaluer les éléments de matrice du numérateur. Le calcul est exposé très clairement et très en détail dans l'article de Lamb et nous nous contenterons d'en indiquer (succinctement) les différentes étapes.

L'élément de matrice s'exprime en fonction de l'intégrale multiple des fonctions d'onde des N atomes d'un grand volume (équation 12 de l'article de Lamb). On passe en coordonnées normales. Le spectre des vibrations propres est déterminé par les conditions aux limites périodiques et coupé à la fréquence limite supérieure (correspondant à la température de Debye). Les valeurs propres de l'hamiltonien du cristal sont celles d'un oscillateur harmonique

$$E_s = \left(n_s + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_s \tag{11}$$

et les fonctions d'onde normalisées s'expriment en fonction de variables canoniques par des exponentielles multipliées par les polynômes de Hermite d'ordre n_s. L'élément de matrice (équation 16 de Lamb) prend la forme d'un produit d'intégrales de la forme

$$K(n_s, \alpha_s ; q_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_s\, \psi_{ns}\, e^{iq_s\xi_s}\, \psi_{\alpha s}(\xi_s) \tag{12}$$

ψ_s étant la fonction d'onde, ξ_s la variable canonique réduite et q_s défini dans notre cas par

$$q_s^2 = \frac{\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{e}_s}{2M\hbar\,\omega_s N}, \tag{13}$$

expression dans laquelle $\boldsymbol{p}$ est la quantité de mouvement de recul et $\boldsymbol{e}_s$ un vecteur polarisation unité pour la propagation de l'onde.

q_s est aussi petit que l'on veut lorsqu'on considère un volume assez grand (N grand) et seuls les termes du 1er ordre en q_s^2 doivent être gardés dans l'expression K ; seules dans ce cas, les trois intégrales conduisant à des valeurs de n_s différant de α_s par une unité au plus donnent des contributions qui se calculent facilement en utilisant la fonction génératrice des polynômes de Hermite :

$$\left.\begin{aligned} |K(\alpha_s, \alpha_s ; q_s)|^2 &= (1 - 2\alpha_s q_s^2)e^{-q_s^2} \\ |K(\alpha_s + 1, \alpha_s ; q_s)|^2 &= (\alpha_s + 1)\, q_s^2\, e^{-q_s^2} \\ |K(\alpha_s - 1, \alpha_s ; q_s)|^2 &= \alpha_s\, q_s^2\, e^{-q_s^2} \end{aligned}\right\} \quad \begin{matrix}(14)\\ \text{(éq. 17 de Lamb)}\end{matrix}$$

Dans le résultat final, les q_s^2 entreront seulement linéairement dans des sommes telles que

$$\sum_s q_s^2 = \frac{R}{\hbar\,\omega_{\max}} = \frac{R}{k\Theta} \tag{15}$$

Θ étant la température de Debye.

L'expression

$$W(\alpha_s) = \sum_{ns} \frac{\pi_s\, |K(n_s, \alpha_s ; q_s)|^2}{\left[E - E_0 - \sum_s (n_s - \alpha_s)\hbar\,\omega_s\right]^2 + \Gamma^2/4} \tag{16}$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho\, \delta\left(\rho - \sum_s (n - \alpha_s)\hbar\,\omega_s\right)$$

$$\sum_{ns} \frac{1}{(E - E_0 - \rho) + \Gamma^2/4} \tag{16'}$$

s'évalue par un groupement de termes opéré à l'aide d'une fonction δ exprimée sous la forme

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\mu \, e^{i\mu x}. \tag{17}$$

$W(\alpha_s)$ devient alors une intégrale double en μ et ρ (équation 21 de Lamb) et, les trois expressions K non nulles étant données par les équations 17 de Lamb, on peut effectuer la moyenne sur les valeurs des nombres quantiques α_s en équilibre thermique

$$\bar{\alpha}_s = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \tag{18}$$

Le produit sur les divers oscillateurs s'effectue par développement en série et regroupement sous forme d'exponentielle, les termes en $q_r^2 \, q_s^2$ étant négligeables, et on trouve

$$W_a(E) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu \, \frac{e^{i\mu\rho + g_a(\mu)}}{(E - E_0 - \rho)^2 + \Gamma^2/4}. \tag{19}$$

L'intégration sur ρ est immédiate par résidus et conduit à :

$$W_a(E) = \frac{2}{\Gamma} Re \int_0^{\infty} d\mu \, e^{i\mu(E - E_0 + i\Gamma/2) + g(\mu)} = \int_0^{\infty} F(E, \mu) \, d\mu \tag{20}$$

avec

$$g(\mu) = \frac{\sum (\boldsymbol{p}.\boldsymbol{e}_s)^2}{2M\hbar\,\omega_s N} \times [(\bar{\alpha}_s + 1) e^{i\mu\hbar\omega_s} + \alpha_s e^{-i\mu\hbar\omega_s} - 1 - 2\alpha_s]. \tag{21}$$

L'expression de $g(\mu)$ peut se mettre sous forme d'intégrale, dans le cas où l'on fait l'hypothèse que le cristal est isotrope ; la projection $\boldsymbol{p}.\boldsymbol{e}_s$ vaut $\frac{1}{3}p^2$ et $p^2/2M = R$, d'où :

$$g(\mu) = \frac{R}{3N}\int_0^{\omega_{\max}} \frac{N(\omega)}{\hbar\omega} [\bar{\alpha} \, e^{+i\mu\hbar\omega} + (\bar{\alpha} + 1) e^{-i\mu\hbar\omega} - 2\bar{\alpha} - 1] \, d\omega$$

(éq. 10 de Visscher). (22)

Cette équation se simplifie dans deux cas particuliers :

a) $\mu k\Theta = \mu\hbar\omega_{\max} \ll 1$. On peut alors développer g en série de puissances de μ :

$$g_0(\mu) = \frac{R}{3N}\left[- i\mu \int N(\omega) \, d\omega - \mu^2 \int N(\omega)\left(\bar{\alpha} + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \, d\omega\right]$$

$$g_0(\mu) = - i\mu R - \mu^2 R \, \varepsilon \text{ (}^2\text{)} \tag{23}$$

ε étant l'énergie moyenne par degré de liberté du cristal, grandeur qui intervient dans le calcul des chaleurs spécifiques et définit la température effective T^* du réseau

$$\boxed{\varepsilon(T) = kT^* = 48\, kT\left(\frac{T}{\Theta}\right)^3 \int_0^{\frac{\Theta}{2T}} t^3 \operatorname{cth} t \, dt.} \tag{24}$$

b) $\mu k\Theta \gg 1$. Les exponentielles sont nulles et il reste

$$g_\infty(\mu) = \frac{-R}{3N} \times \int_0^{k\Theta} \frac{1}{N\hbar\omega}\left(\frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} + \frac{1}{2}\right) \frac{N(\hbar\omega)^2}{(k\Theta)^3} \, d\hbar\omega$$

$$\boxed{g_\infty(\mu) = -\frac{3R}{k\Theta}\left(\frac{T}{2\Theta}\right)^2 \int_0^{\frac{\Theta}{2T}} t \operatorname{cth} t \, dt.} \tag{25}$$

Pour évaluer le spectre $W_a(E)$ nous pouvons utiliser ces deux approximations.

Dans la région d'énergie éloignée de la résonance ($|E - E_0| \gg \Gamma$) seules les petites valeurs de μ qui donnent une valeur finie au produit $\mu(E - E_0)$ interviennent. On se trouve donc dans le cas $\mu k\Theta \ll 1$. L'intégration est immédiate :

$$W_{\mathrm{I}}(E) = \frac{2}{\Gamma}\int_0^{\infty} d\mu \cos (E - E_0 - R) \, \mu \, e^{-\mu\Gamma/2 - \mu^2 R\varepsilon}, \tag{26}$$

$$= \frac{4}{\Gamma^2} \psi(\xi \, ; x) \tag{27}$$

avec :

$$\psi(\xi, x) = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}\, \xi \, e^{-\frac{\xi^2 x^2}{4}}, \tag{28}$$

$$x = \frac{E - E_0 - R}{\Gamma/2}, \qquad \Delta = 2\sqrt{kT^*}, \qquad \xi = \frac{\Gamma}{\Delta}$$

(pour l'émission, la largeur Doppler Δ correspondrait à la température effective T^* du réseau de la source).

Au voisinage de l'énergie de transition $E = E_0$, on peut, suivant une suggestion de Lamb, décomposer l'intégrale en deux parties :

$$W_{\mathrm{II}}(E) = \frac{2}{\Gamma}\int_0^{\frac{1}{k\Theta}} F(E, \mu) \, d\mu + \int_{\frac{1}{k\Theta}}^{\infty} F(E, \mu) \, d\mu \tag{29}$$

et utiliser pour la première intégrale l'approximation *a*) et pour la seconde l'approximation *b*) ([3]). On trouve ainsi la répartition

$$W_{\mathrm{II}}(E) = W_{\mathrm{I}}(E) + \frac{e^{g_\infty(T)}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \tag{30}$$

([2]) $$\int N(\omega) \, d\omega = 3N$$

$$\int N(\omega) \, \hbar\omega \left(\bar{\alpha} + \frac{1}{2}\right) d\hbar\omega = \int (\hbar\omega)^3 \left(\frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} + \frac{1}{2}\right) d\hbar\omega.$$

([3]) Il conviendrait de calculer plus exactement W pour déterminer les limites de validité de cette approximation qui semble justifiée pour les cas étudiés en pratique où $\Gamma \ll \Delta$.

La forme de la répartition en énergie est donc donnée par

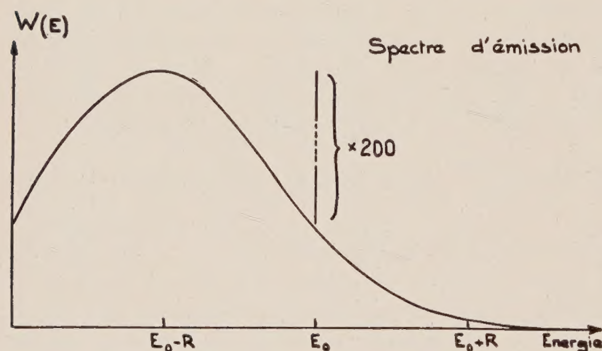
$$W(E) = \frac{4}{\Gamma^2} \times \sqrt{\pi} \times \frac{\Gamma}{\Delta} \times e^{-\frac{(E-E_0-R)^2}{\Delta^2}} + \frac{e^{g_\infty(T)}}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (31)$$

$$\Delta = 2\sqrt{kT^*}.$$

Le spectre se compose donc d'abord d'une raie déplacée et centrée autour de l'énergie $E_0 + R$ et élargie par effet Doppler comme dans le cas d'un gaz (la seule différence étant que la largeur correspond à une température effective $T^* > T$) ; mais à cette raie large se superpose la raie

$$W_{II} = \frac{e^{g_\infty}}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

centrée sur E_0 et ayant la largeur naturelle, raie correspondant à l'émission sans recul ([4]).



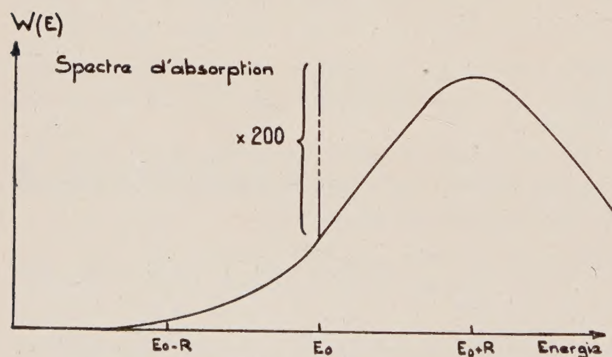


Fig. 3.

La courbe représentative est dessinée (*fig.* 3) suivant le tracé calculé par Mössbauer et reproduit dans son article pour les données de l'iridium ; à l'échelle du dessin, la raie sans recul apparaît comme d'une largeur inférieure à celle du trait ; sa hauteur réelle devrait être multipliée par 200. (La courbe relative à l'émission est reproduite également. Si les deux réseaux cristallins étaient identiques, cette courbe se déduirait de la première par symétrie par rapport à la droite $E = E_0$; en réalité l'une correspond à la température effective de l'iridium, l'autre à la température effective de l'osmium.)

Le rapport des intensités des deux raies se calcule aisément par intégration. C'est le rapport des aires des deux courbes ; on trouve que les intensités sont respectivement les fractions f et $1 - f$ de l'intensité totale, f étant une fonction de R, T et Θ :

$$f = e^{g_\infty(T)} = e^{g(R,T,\Theta)} \ ([5]).$$

L'expression (25) calculée pour $g_\infty(T)$ à partir du calcul de Lamb ([6]) peut s'écrire :

$$g = 2g_\infty(0) \times f\left(\frac{\Theta}{T}\right) \quad (32)$$

avec

$$g_\infty(0) = -\frac{3R}{2k\,\Theta} = -\frac{9{,}35E^2\,(\text{keV})}{A \times \Theta} \quad (33)$$

$$f\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^2 \int_0^{\Theta/2T} t \coth t \, dt. \quad (34)$$

L'expression $g_\infty(0)$ permet de calculer le nombre f de photons γ sans recul émis au zéro absolu ; on voit que ce nombre f est d'autant plus grand que l'énergie de recul est plus faible et la température de Debye plus élevée (cette valeur est atteinte pratiquement vers quelques degrés K). Il est sans

([4]) En effet la valeur de g est calculée dans ce cas en supposant nuls les termes contenant les échanges d'énergie $\hbar\omega$ avec le réseau.

([5]) *Remarques :* 1. Rappelons que, pour effectuer le calcul, nous avons supposé le cristal isotrope et égalé les constantes élastiques transversale et longitudinale. — 2. Les calculs sont valables dans le cas du réseau cristallin d'un corps simple. Dans le cas d'un composé et surtout de solutions solides, la température de Debye moyenne corpondant à la chaleur spécifique peut être très différente de celle qu'on doit utiliser pour calculer la proportion de reculs d'un atome déterminé.

([6]) Comme Tzara et Barloutaud [6] l'ont fait remarquer, la valeur de la fraction f du rayonnement γ émis sans recul est égale, à la puissance $2(1 - \cos\theta)$ près, à la proportion f de rayonnement électromagnétique de cette énergie diffusé sans recul dans un direction θ (diffusion Rayleigh cohérente donnant lieu aux maximums des figures de diffraction de Bragg). L'intensité de diffusion des rayons X donnant lieu à diffraction est proportionnelle à f, que les physiciens des rayons X désignent sous le nom de variation du facteur de forme lié à l'agitation thermique. L'ouvrage de Compton et Allison sur les rayons X [7] indique que la formule donnant f avait été calculée dans ce but dès 1913 par Debye [8] par des considérations purement ondulatoires, le recul n'étant pas mentionné. Il avait trouvé la valeur ci-dessus à un facteur 2 près et Waller avait, en 1926, recalculé cette valeur et trouvé la valeur exacte [9]. Les diffractions de rayons X étant utilisées pour déterminer les températures de Debye, il serait intéressant d'utiliser pour la prévision des effets Mössbauer les valeurs déterminées de cette manière.

espoir, même pour les noyaux les plus lourds, d'escompter une émission sans recul pour des rayonnements γ d'énergie supérieure à 150 keV sauf si l'on arrive à inclure les noyaux émetteurs et absorbeurs dans un réseau à température de Debye exceptionnellement élevée (graphite, béryllium, diamant).

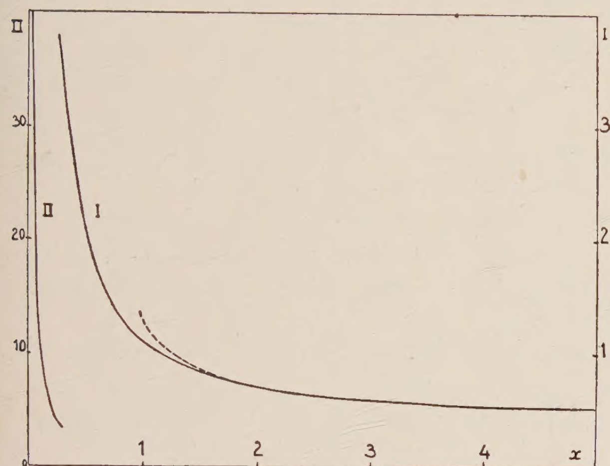


FIG. 4. — Représentation de $f(x)$ $\left(\text{abscisse } x = \frac{\Theta}{2T}\right)$.

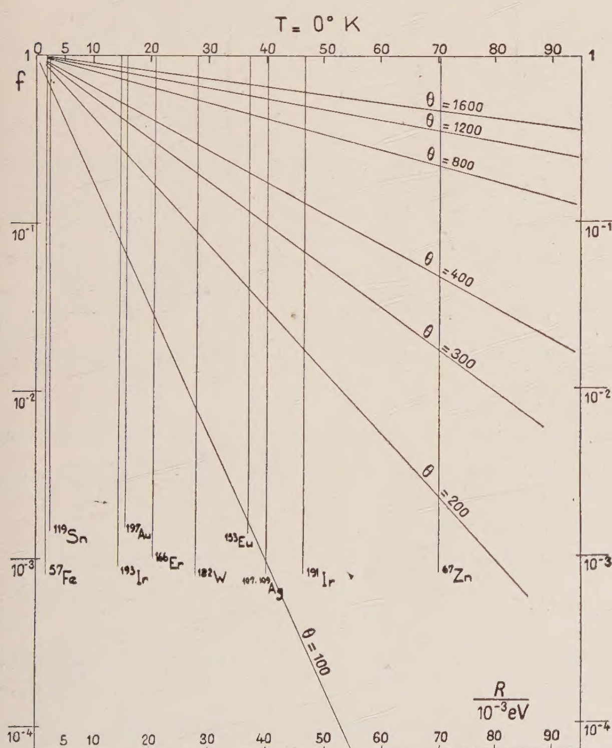


FIG. 5.

L'expression de $f(\Theta/T)$ indique, par rapport à cette valeur de l'exposant au zéro absolu, les variations de l'exposant en fonction de la température.

La figure 4 reproduit la courbe représentative de $2f$ calculée par intégration graphique.

Lorsque $T \ll \Theta$, la fonction $f(\Theta/T)$ peut être représentée par

$$f\left(\frac{\Theta}{T}\right) = 1 + \frac{2}{3}\left(\frac{\pi T}{\Theta}\right)^2 \approx 1 + 6{,}66\left(\frac{T}{\Theta}\right)^2 \qquad (35)$$

Bussière de Nercy, Langevin et Spighel [10] utilisent la fonction

$$1 + 6{,}2\left(\frac{T}{\Theta}\right)^2. \qquad (35\ )$$

La courbe correspondante est figurée en pointillés sur la figure 4.

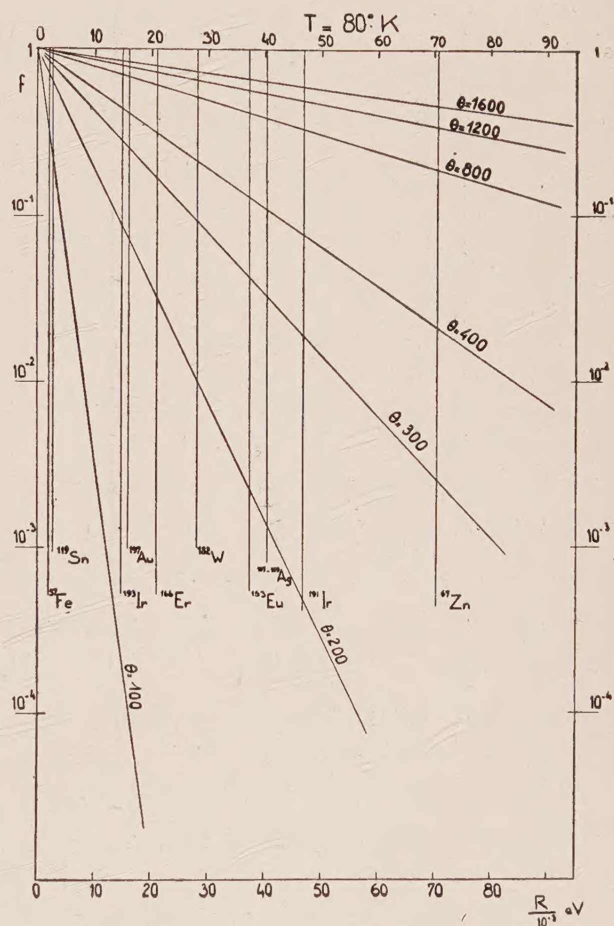


FIG. 6.

Les figures 5, 6 et 7 donnent les courbes représentant, en coordonnées logarithmiques, les variations de f en fonction de l'énergie de recul R pour différentes valeurs de la température de Debye Θ. Ces courbes sont relatives respectivement aux températures T de 0 °K, 80 °K (voisine de la température de l'azote liquide) et 300 °K (voisine de la température des laboratoires).

Ces réseaux de courbes permettent de se faire une idée de l'effet attendu, dans la mesure où la

Lieux et dates des expériences	Réf.	Noyau où s'effectue la transition γ	Noyau « père »	Type de radio-activité	Période	E_γ (keV)	T (s)	α Conversion	Énergie de recul R (10^{-3} eV)	Θ °K (Debye) réseau émetteur	Θ °K réseau absorbant	Γ eV d'après mesure de T	Γ
Heidelberg 1958 Münich-Heidelberg 1959 Argonne 1959 Los Alamos 1959 Orsay 1960	[2] [3] [13] [12] [10]	^{191}Ir $\frac{5}{2}+ \rightarrow \frac{3}{2}+$	^{191}Os	β—	16 j	129	non mes. direct. déduite 1,0.10—11 s	2,47	46,7	Os 300	Ir 285		1
Argonne 1959 Orsay 1960	[13] [10]	^{182}W 2+ → 0+	^{182}Ta	β—	117 j	100	1,3.10—9	4,4	28,1	de 270 à 330	230	3,5.10—7	
Harwell 1959 Princeton 1959 Argonne 1960 Urbana 1960	[17] [18] [19] [20] [12]	^{57}Fe $\frac{3}{2}— \rightarrow \frac{1}{2}—$	^{57}Co	β+	270 j	14,4	1,0.10—7	14	1,95	Fe métal 355	Fe métal 355	4,6.10—9	1
Saclay 1960	[14] [15]	^{119}Sn $\frac{3}{2}+ \rightarrow \frac{1}{2}+$	^{119}Sn*	isom.	250 j	23,85	1,85.10—8	6,3	2,55	Sn blanc 180	Sn blanc 180	2,43.10—8	5
Orsay 1960	[10]	^{193}Ir $x \rightarrow \frac{3}{2}+$	^{193}Os	β—	32 h	73	5,7.10—9	3	14,8	300	285	8.10—7	1
Orsay 1960	[10]	^{166}Er 2+ → 0+	^{166}Ho	β—	30 a	80,6	1,7.10—9	1,9	21,0	? Ho_2O_3 moy.	? Er_2O_3 déduite	2,68.10—7	6
Saclay 1960	[16]	^{67}Zn $\frac{3}{2}— \rightarrow \frac{5}{2}—$	^{67}Ga	β+	78 h	93	9,4.10—6	0,5	69,5	Zn 220 laiton γ ?	laiton γ	4,83.10—11	1,16
Orsay 1960	[10]	^{153}Eu $x \rightarrow \frac{5}{2}+$	^{153}Sm	β—	47 h	103	4,10—9	0,8	38,2	Sm_2O_3 ? moy. déd	Eu_2O_3 ? uite 231°	1,37.10—7	3
	[27]	^{109}Ag $\frac{7}{2}+ \rightarrow \frac{1}{2}—$	Ag(γγ′)			93	44	15	44	229	229	10—17	2.1
	[27]	^{107}Ag $\frac{7}{2}+ \rightarrow \frac{1}{2}—$				88	39	15	38			pratique 10—14	1,5.
Los Alamos 1960	[22]	^{197}Au $\frac{1}{2}+ \rightarrow \frac{3}{2}+$	^{197}Pt ^{197}Hg	β— β+ cap. K	18 h 24 h	77	1,9.10—9	3,5	16,2	Pt 233 amalgame Au	Au 164	2,27.10—7	54

E	VITESSE DOPPLER cm/s $v = c \frac{\Gamma}{E}$	f ÉMETTEUR				f' ABSORBEUR			σ_0 BARNS	$\mu_{nucl.}$ cm²/g	μ_e cm²/g	APPLICATIONS
		TEMP. °K	f_{calc}	TYPE D'EXPÉR.	$f_{exp.}$	TEMP. °K	f'_{calc}	f'_{exp}		ABSORBEUR ISOTOPE PUR		
0^{-11}	1,06	88 112 144 88 91 4 80	$2{,}7.10^{-2}$ $8\ .10^{-3}$ $4\ .10^{-3}$ $2{,}7.10^{-2}$ $6{,}6.10^{-2}$	chaud froid mouv^t ch. froid et mouv^t écrans var.	env. 2 fois f_{calc} $\sim 2.10^{-2}$ 10^{-2}	88 91 4	6.10^{-2} $ff' = 5{,}7.10^{-4}$	11.10^{-2} $4{,}7.10^{-2}$ $ff' = 1{,}4.10^{-3}$	$6{,}32.10^{4}$	199	$\approx 2{,}2$	
0^{-12}	$1{,}05.10^{-1}$	80 80			ch. froid et inv^t		ff' de 1,3 à $2{,}8.10^{-3}$	$ff' = 8.10^{-4}$	$2{,}25.10^{5}$	744	4,5	
0^{-13}	9.10^{-3}	300 80 300 — 300 300	0,7 0,9 0,7	mouv^t	ch. 0,6 froid 0,8 0,6		$f' = f$		$1{,}6.10^{6}$ (calcul brut)	16 900	63	Effet Zeeman Relativité
0^{-12}	$3{,}06.10^{-2}$	95 300 400 95	0,58 0,19 0,03	chaud fr. 0,32 0,04 0 mouv^t	0,33	95 300 400	$f = f'$		$1{,}09.10^{6}$	6 000	10,7	Effet Zeeman
0^{-11}	$3{,}3.10^{-1}$	80	$\sim 0{,}3$	ch. froid écran épais	$< 0{,}1$				?	?	11	
0^{-12}	$1{,}0.10^{-1}$	80				80	$ff' = 4{,}8.10^{-4}$		$2{,}08.10^{6}$	7 540	≈ 7	
0^{-16}	$1{,}56.10^{-5}$	90		ch. froid	$< 5.10^{-3}$	90	$f = f'$		$1{,}24.10^{3}$	1 115	0,56	
0^{-12}	4.10^{-2}	80				80		$ff' < 0{,}7.10^{-4}$	$2{,}12.10^{4}$	83	≈ 3	
-22 -18	3.10^{-12} 3.10^{-8}	4	10^{-2}	réémission			4		8.10^{5}	4 460	$\approx 1{,}5$	
0^{-12}	$8{,}8.10^{-2}$	4	0,29	écrans différents mouv.	0,23	4	0,13	0,03	$4{,}55.10^{4}$	139	8,6	

Fig. 7.

théorie de Debye, avec sa loi parabolique de représentation des fréquences, est valable.

Les énergies de recul des principaux noyaux étudiés ont été portées en abscisses sur les figures.

IV. **Calculs d'absorption des rayonnements gamma émis sans recul par un écran statique.** — Considérons une expérience d'absorption dans laquelle on intercepte, par un écran E, une partie du rayonnement émis par une source S, le détecteur étant placé au-delà de E.

Deux cas sont à distinguer suivant que le réseau cristallin constituant la source contient ou non des noyaux absorbeurs (le réseau en comporte notamment s'il est identique au réseau de l'écran absorbant).

1. *Cas d'une source non auto-absorbante.* — Quelle que soit l'épaisseur de la source, le spectre des photons émis sans recul qui en sortent a, au voisinage de l'énergie E_0, la distribution

$$W_e(E) = \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \times C^{te}$$

si on pose

$$\varepsilon = \frac{E - E_0}{\Gamma/2}$$

La section efficace d'absorption pour des photons monocinétiques d'énergie E est

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{2} W_a(E) = \sigma_0 W(\varepsilon). \qquad (36)$$

Dans le cas du rayonnement sans recul on peut, en première approximation, négliger la contribution de l'absorption avec recul et écrire

$$W(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \varepsilon^2}. \qquad (37)$$

L'absorption nucléaire par une couche mince se fera avec un coefficient « Mössbauer » $\mu_M(E)$ tel que

$$\mu_M(E) = \frac{\mu_{M_0}}{1 + \varepsilon^2} \qquad (38)$$

μ_{M_0} : absorption Mössbauer maximale s'exprimant en fonction de μ_N absorption nucléaire, f' étant la proportion de γ absorbés sans recul dans l'écran

$$\mu_{M_0} = f' \mu_N \qquad (39)$$

avec un coefficient nucléaire μ_N

$$\mu_N = \sigma_0 N \qquad (40)$$

N étant le nombre de noyaux absorbeurs situés dans l'épaisseur unité de la couche (ce coefficient μ s'exprime généralement en cm^2/g). Si le nombre de noyaux de l'élément considéré est N_e et l'abondance isotopique a, $N = N_e \times a$.

Les photons subiront en outre l'absorption électronique due aux couches des atomes avec le coefficient connu μ_e. Pour un rayonnement γ d'énergie bien définie correspondant à une valeur donnée de ε, la transmission de l'écran sera, pour une épaisseur X :

$$\tau_\varepsilon(X) = e^{-(\mu_e + \mu_M)X}.$$

Mais cette transmission dépend de ε par l'intermédiaire de μ_M ; la transmission de l'écran pour la totalité des rayons γ émis sans recul par la source sera donnée par une intégrale

$$\tau(X) = e^{-\mu_e X} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f}{1 + \varepsilon^2} e^{-\frac{\mu_{M_0} X}{1+\varepsilon^2}} d\varepsilon.$$

L'intégrale se calcule facilement et on trouve, comme l'ont indiqué les physiciens de Los Alamos [11], une transmission totale :

$$T(x) = e^{-\mu_e X} \left[1 - f(1 - e^{-\frac{f' N \sigma_0 X}{2}} J_0\left(\frac{i f' N \sigma_0 X}{2}\right)\right] \qquad (41)$$

J_0 désignant la fonction de Bessel d'ordre zéro.

La figure 8 représente les variations de la fonction $e^{-X} J_0(iX)$.

La transmission nucléaire $T(X)/e^{-\mu_e X}$ correspond

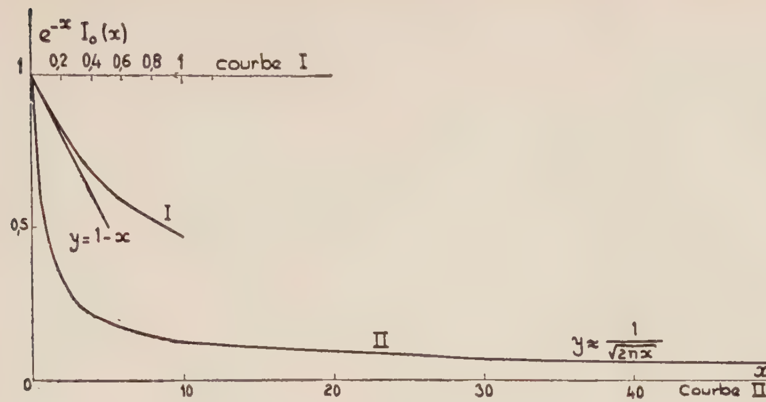


Fig. 8.

à une absorption moins rapide que celle d'une exponentielle, ce qui correspond à l'absorption moins forte pour le rayonnement X provenant des « ailes » de la distribution en énergie.

Avec deux écrans d'épaisseurs différentes on obtient deux relations qui permettent de déterminer f et f'.

Remarquons que nous avons négligé de tenir compte du rayonnement γ émis sans recul et diffusé sans recul (par effet nucléaire ou diffusion Rayleigh) dans la direction du détecteur. Cette correction, dont on doit tenir compte, est d'autant plus importante que le coefficient de conversion est plus petit. Il faut, naturellement aussi, soustraire le fond dû aux rayonnements parasites. Nous avons supposé que l'on était en bonne géométrie et que tous les photons traversaient la même épaisseur X de l'écran.

Cas particuliers importants. — A. *Écran très mince* : $f'N\,\sigma_0\,X \ll 1$.

On peut remplacer l'exponentielle par le premier terme de son développement et $\mathfrak{J}_0$ par 1 :

$$T(X) = e^{-\mu_e X}\left[1 - f\left(1 - 1 + \frac{f'N\,\sigma_0\,X}{2}\right)\right]$$

$$= e^{-\mu_e X}\left[1 - ff'\,\frac{N\,\sigma_0\,X}{2}\right]. \qquad (42)$$

Cette expression est vraie à mieux que 5 % près $\left(\text{de l'absorption Mössbauer } \dfrac{ff'N\,\sigma_0\,X}{2}\right)$ pour $f'N\,\sigma_0\,X < 0{,}14$; à 20 %, $f'N\,\sigma_0\,X < 0{,}6$.

B. *Écran très épais* : $fN\,\sigma_0\,X \gg 1$

$$T(X) = e^{-\mu_e X}\,(1 - f)$$

Tous les rayons γ émis par la source sans recul sont absorbés ; la mesure ne dépend pas de f' et donne directement f.

La figure 9 reproduit le réseau des courbes $e^{\mu_e X}\,T_f(u)$ où $u = f'N\,\sigma_0\,X$. Les approximations A et B sont apparentes sur ce réseau de courbes.

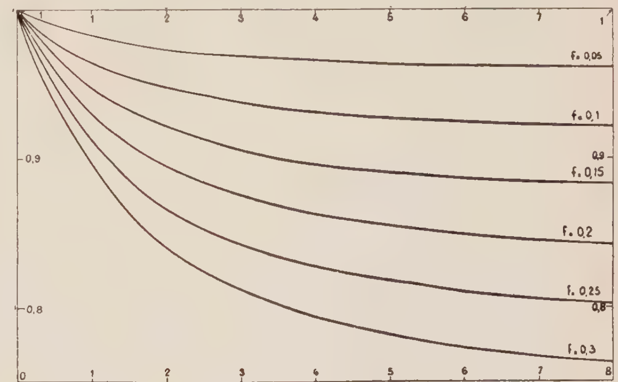


Fig. 9. — Réseau des courbes représentant $e^{-\mu_e X}\,T_f(u)$, (abscisse $u = f'N\sigma X$.

Cas d'une source auto-absorbante d'épaisseur h. Autoabsorption. — 1° Si la source est mince ($\mu_{M_0}\,hf \ll 1$), on est ramené au cas précédent. Le spectre a une forme de Lorentz (*fig.* 10, courbe I).

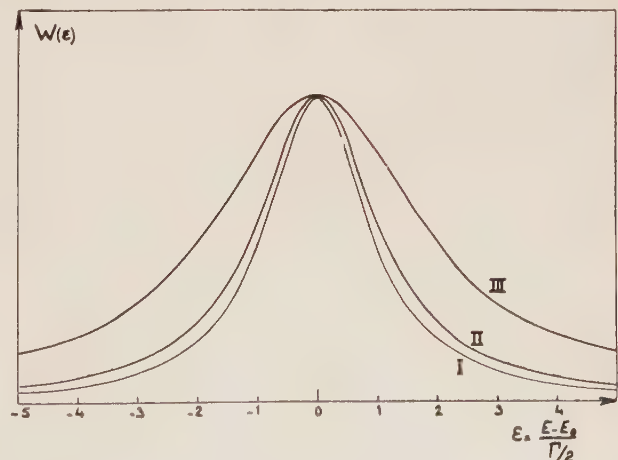


Fig. 10.

2° Si l'épaisseur h n'est pas petite, le spectre d'énergie sans recul sortant de la source se calcule facilement par intégration en x :

$$W_h(\varepsilon) = \int_0^h \frac{K\,dx}{1+\varepsilon^2} e^{-\left(\frac{\mu_{M_0}}{1+\varepsilon^2}+\mu_e\right)x} dx$$

K étant une constante.

$$W_h(\varepsilon) = \frac{K}{\mu_M + \mu_e(1+\varepsilon^2)}\left[1 - e^{-\left(\frac{\mu_{M_0}}{1+\varepsilon^2}+\mu_e\right)h}\right]. \quad (43)$$

La courbe II de la figure 10 donne la forme du spectre dans le cas d'une source d'étain enrichi en ^{118}Sn et contenant environ 1,2 % de ^{119}Sn ($\mu_e = 10{,}5$ $f\mu_{M_0} = 21{,}7$ $h = 30{,}6$ mg/cm² $f = 0{,}30$). Cette courbe peut pratiquement être représentée par une formule de Lorentz de largeur 1,17 Γ.

Cas particuliers : a) Lorsque $\mu_{M_0} \ll \mu_e$, on retrouve la forme lorentzienne initiale en $1/1 + \varepsilon^2$.

b) Lorsque $(\mu_{M_0} + \mu_e)\,h \gg 1$ (source infiniment épaisse), on trouve une répartition en

$$\frac{1}{1 + \frac{\mu_e}{\mu_{M_0}+\mu_e}\varepsilon^2},$$

courbe à forme de Lorentz dont la largeur à mi-hauteur est

$$\frac{\Gamma}{2}\sqrt{1+\frac{\mu_M}{\mu_e}}. \quad (44)$$

La courbe III de la figure 10 reproduit cette courbe pour l'étain enrichi en ^{118}Sn utilisé pour la courbe II.

3° Le nombre total de photons γ sans recul sortant de la source peut se calculer, soit en intégrant la fonction $W(\varepsilon)$ par rapport à ε, soit en appliquant l'absorption d'un écran x à chaque source élémentaire d'épaisseur dx, ce qui donne un nombre total de photons sans recul sortant de la source :

$$N = \frac{N_0}{1 - e^{-\mu_e h}} \int_0^h T(x)\frac{dx}{h} \quad (45)$$

N_0 étant le nombre de photons sortant de la source pour $f = 0$ et $T(x)$ l'expression (41) pour $f' = f$.

Absorption Mössbauer par un écran suivant une source d'épaisseur h non négligeable. — Si la source était mince, on serait ramené au cas d'une source non auto-absorbante.

1° Le spectre en énergie $W_{h,X}(E)$ sortant après traversée de l'écran, lié à la faible absorption du rayonnement sans recul des ailes du spectre en énergie de la source, donne lieu à un nouvel élargissement et même, si l'écran est assez épais, à une dépression (« coup de poing ») liée à l'absorption en $e^{-\frac{\mu X}{1+\varepsilon^2}}$) au centre de la raie qui prend une allure symétrique en « bosses de chameau ». La figure 11 reproduit un tel spectre, après traversée d'un écran, dans le cas de la source d'étain dont le spectre est donné à la figure précédente (écran étain naturel $\mu_{M_0} fN = 3{,}238$ $X = 21$ mg/cm²).

Il faut noter l'élargissement considérable de la raie.

2° Le calcul de la transmission globale de l'écran pour le rayonnement gamma sans recul de la source pourrait se faire en déterminant la surface de la raie en bosses de chameau.

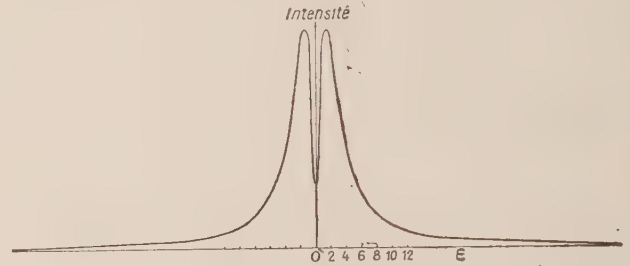


Fig. 11.

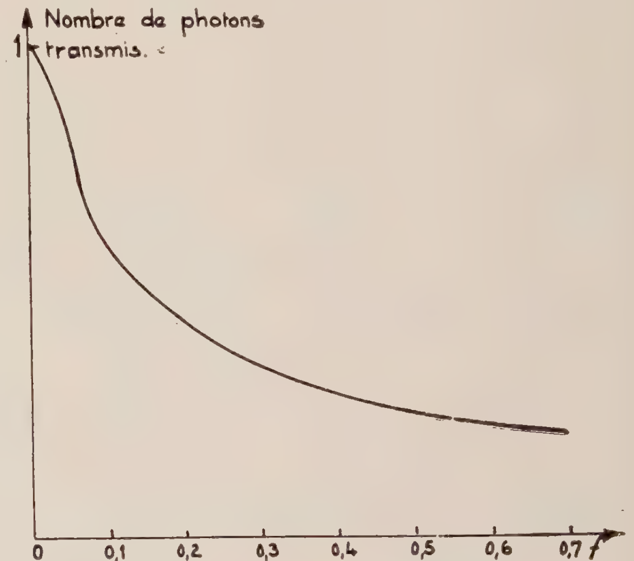


Fig. 12.

On pourrait aussi calculer $T(X)$ par l'intégration

$$T(X) = \int_0^X W_h(\varepsilon)\, e^{-\left(\mu_e + \frac{\mu_{M_0}}{1+\varepsilon^2}\right)X} d\varepsilon.$$

Cette intégration ne s'effectue plus de manière simple.

La figure 12 donne les variations de la transmission d'un écran d'étain naturel (21 mg/cm²) suivant une source non infiniment mince (celle dont le spectre est donné par la courbe II de la figure 10) en fonction de $f = f'$. Cette courbe a été calculée par la Section de Calcul Électronique du C. E. N. de Saclay.

V. **Expériences de transmission statiques et leurs résultats.** — Nous ne décrirons pas les dispositifs expérimentaux renvoyant aux articles cités en référence.

1° TRANSMISSION PAR DES ÉCRANS D'ÉPAISSEUR VARIABLE. — Ce procédé permet de déterminer à la fois les coefficients f et f'.

Certains auteurs ont vérifié expérimentalement les réseaux de courbes $T(X)$ dans le cas de source non auto-absorbante ou peu auto-absorbante.

^{191}Ir : Craig et al. [11] ont placé les points expérimentaux correspondant à des écrans d'épaisseur variable ($1 < f'N\,\sigma_0\,X < 5$) à $T = 4$ °K. Leurs valeurs sont compatibles avec

$$f = 0{,}07 \pm 0{,}015 \text{ (Os)}$$

et $f' = 0{,}047 \pm 0{,}015$ (Ir). Les valeurs calculées seraient

$$f = 0{,}066 \quad \Theta_{Os} = 300 \text{ et } f' = 0{,}061 \quad \Theta_{Ir} = 285.$$

^{57}Fe : Ces expériences sont affectées par la décomposition Zeeman (voir plus loin). De Pasquali et al. [12] ont cherché néanmoins à déduire f et f' au moyen du réseau de courbes ff' mais la décomposition Zeeman fausse ces résultats.

^{197}Au : Des mesures effectuées par Nagle et al. [22] à Los Alamos avec des sources de platine et trois épaisseurs d'écran donnent à 4 °K

$$f_{Pt} = (23 \pm 7)\ \% \text{ et } f_{Au} = (3 \pm 1)\ \%.$$

2° EXPÉRIENCES D'ABSORPTION COMPARÉE A TEMPÉRATURE VARIABLE. — A. *Cas d'une source non auto-absorbante.* Les expériences peuvent être effectuées soit en maintenant la température de la source fixe et en cherchant la variation de la transmission d'un écran dont la température varie (ou l'inverse) soit en laissant écran et source à la même température T que l'on modifie. Dans le premier cas, f reste fixe et f' varie (ou *vice versa*) ; dans le second cas f et f' varient.

Lorsque l'écran est mince on obtient le produit ff'. Lorsque l'écran est très épais on obtient f.

^{191}Ir : *a*) Mössbauer [2]. Dans ces premières expériences, l'écran était laissé à une température de 88 °K et la température de la source était variable. L'absorption relative était donc proportionnelle à f. Les valeurs calculées avec $\Theta_{Ir} = 285$ sont (en %) 2,0 à 88 °K, 0,8 à 112 °K, 0,4 à 144 °K, 10^{-5} à 300 °K. Les valeurs expérimentales qui devraient être égales à kf, k étant inférieur à 1 sont 2,8 à 88 °K, 1,3 à 112 °K, 0,4 à 144 °K. L'allure de la variation est donc conforme à la courbe calculée, mais la valeur absolue de f est beaucoup plus grande (environ 2 fois). On pourrait interpréter ces résultats avec une température de Debye supérieure à 300°.

b) Craig et al. [11] à Los Alamos. Ces auteurs, changeant simultanément les températures de la source et de l'écran, annoncent que la variation d'absorption est en accord avec les calculs de Visscher. En supposant que les variations de f et f' avec la température sont en accord avec la fonction $f(\Theta/2T)$ et en utilisant les valeurs de Θ et Θ' tirées des résultats à 4 °K, on trouverait à 80 °K des valeurs de f et f' (déduites également des valeurs à 4 °K) de 0,0282 et 0,0137 respectivement, ce qui donnerait une absorption de l'écran utilisé de 0,7 % environ alors que le résultat expérimental est 1,6 % cadrant mieux avec $f \approx 0{,}04$ et $f' \approx 0{,}022$. L'effet à 80 °K semble donc supérieur à celui attendu à partir des températures de Debye des tables.

c) Lee, Meyer et al. [13] à Argonne ont trouvé une variation d'absorption entre 91 °K et 300 °K de $1{,}14 \pm 0{,}05$ % avec un écran de 880 mg et de $0{,}83 \pm 0{,}04$ % avec un écran de 285 mg ; ils en déduisent des valeurs de f et f' de $2{,}0 \pm 0{,}5$ % et 11 ± 3 %, résultat très différent pour f' de celui des autres auteurs.

d) Bussière de Nercy, Langevin et Spighel [10] à Orsay. Ces auteurs utilisent un écran de 250 mg/cm² d'iridium ($\mu f'N\,\sigma_0$ de l'ordre de 0,4 ; à ≈ 10 % près, ils peuvent utiliser la formule en ff' et trouvent à 80 °K :

$$ff' = (1{,}4 \pm 0{,}3).10^{-3} \qquad ff'_{\text{théor.}} = 5{,}7.10^{-4}.$$

De cette série d'expériences, il ressort que les valeurs de f et f' sont en accord avec la théorie de Debye à 4 °K mais sont supérieures au-dessus de 80 °K impliquant des températures de Debye plus élevées que celles admises généralement.

^{182}W : *a*) Lee et al. [13]. L'effet brut trouvé a été de 1 % à la température de l'azote liquide.

b) Bussière de Nercy et al. [10]. Effet brut 1,2 % (écran de 178 mg W). $ff' = (8 \pm 2).10^{-4}$. Valeur théorique :

$$\text{pour } \Theta_{Ta} = 230 \begin{cases} 1{,}3.10^{-3} & \text{si } \Theta_W = 270 \\ 2{,}8.10^{-3} & \text{si } \Theta_W = 330 \end{cases}$$

^{57}Fe : $f_{\text{théor.}} = 0{,}7$ à 300 °K ; $f_{\text{théor.}} = 0{,}9$ à 80 °K. Il n'y a pas d'auto-absorption dans le cas où la source est composée de ^{57}Co inclus dans un réseau de cobalt. Les expériences ont été surtout effectuées avec des sources produites ou introduites dans un réseau de fer.

^{119}Sn : Les expériences ont été jusqu'ici réalisées avec des sources auto-absorbantes.

^{193}Ir : $f_{\text{théor.}}$(Os, 80 °K) = 0,31

$f'_{\text{théor.}}$(Ir, 80 °K) = 0,27

$f_{\text{théor.}}$(Ir, 300 °K) $\approx$ 12 %.

Bussière de Nercy et al. [10] ont effectué l'expérience avec un écran de 250 mg/cm²

$(8,5 < \mu f' \quad X < 25,5)$. $f_{80°\,K} = 10 \pm 2$ %, inférieur au tiers de f théorique.

Remarque. — Il est particulièrement intéressant de comparer les résultats obtenus pour les deux isotopes de l'iridium, 191 et 193, les expériences étant effectuées ici avec les mêmes réseaux cristallins pour la source (Os) et l'écran (Ir). Malgré l'incertitude sur la valeur de f expérimental liée à la non connaissance du spin de l'état excité de ^{193}Ir, f_{exp} est au plus égal à $f_{théor.}/3$ alors que, pour ^{191}Ir, $f \approx 2 f_{théor.}$ à 80 °K. Cette différence peut peut-être s'interpréter par le fait que dans ^{191}Ir le rayonnement γ étudié suit une transition isomérique de faible énergie et que le noyau émetteur peut être resté lié au réseau alors que dans ^{193}Ir, le rayonnement β de 1,4 MeV de ^{193}Os peut avoir placé le noyau émetteur en position moins liée.

^{166}Er : 80 keV. Bussière de Nercy et al. [10] trouvent

$$ff' = (4,8 \pm 0,5).10^{-3}$$

source Ho_2O_3, absorbeur Er_2O_3, correspondant à une température de Debye moyenne de 192 °K déduite de ces mesures.

^{153}Eu 103 keV. L'équipe d'Orsay [10] a trouvé

$$ff' < 0,73.10^{-4}$$

source Sm_2O_3, absorbeur Eu_2O_3, température de Debye déduite $\leqslant$ 231 °K..

B. *Cas de sources auto-absorbantes.*

^{119}Sn : Barloutaud, Cotton, Picou et Quidort à Saclay [14], [15].

L'intérêt de ^{119}Sn est d'avoir, si l'on utilise comme source l'état isomère à 89 keV (*fig.* 13), un réseau identique pour la source et l'absorbeur (même température de Debye) et un rayonnement γ pur de 23,8 keV (le rayonnement qui alimente

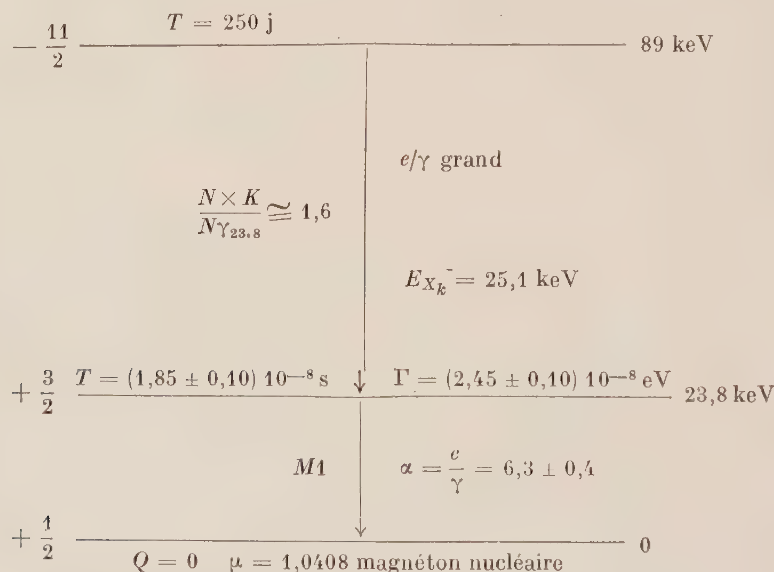


Fig. 13.

le niveau est pratiquement entièrement converti). Par contre, cette conversion interne donne lieu à un rayonnement X d'énergie très voisine (24,5 keV) de celle des photons étudiés ; on s'en protège par absorption sélective dans un écran de palladium.

Pour $\Theta = 180$:

$$f_{th} = 0,58 \text{ à } 90\ °K$$
$$\approx 0,19 \text{ à } 300\ °K$$
$$\approx 0,03 \text{ à } 400\ °K.$$

Les expériences ont été réalisées avec un écran presque complètement absorbant d'étain enrichi en ^{119}Sn, en effectuant des mesures d'absorption entre des températures voisines de celles de l'eau bouillante, du laboratoire et de l'azote liquide. En supposant $f = 0$ à la température de 100 °C, on a trouvé, toutes corrections effectuées :

$$f_{95°} = 0,32 \pm 0,015 \qquad f_{300°} = 0,04 \pm 0,01,$$

résultat de deux séries de mesures indépendantes compatibles, y compris $f_{400°} < 0,01$ avec une température de Debye de 128 °K.

^{67}Zn : La raie du zinc étant extrêmement fine $(\tau = 1,3.10^{-5})$, l'effet Mössbauer serait très inté-

ressant pour les applications. Mais les tentatives effectuées à Saclay [16] ont donné, avec des mesures croisées (écran 2 g/cm² laiton γ — Cu_5Zn_8 —, source mince ^{67}Ga activée par réaction (d, n) sur le zinc) (7) :

$$\frac{\text{absorption à froid } 95^\circ - \text{absorption à chaud}}{\text{absorption à chaud}} = (1 \pm 3) . 10^{-3},$$

ce qui entraîne, semble-t-il : $f_{95^\circ} < 5.10^{-3}$.

VI. Calcul de l'absorption dans le cas d'un écran mobile par rapport à la source. — La raie efficace d'absorption est proportionnelle à

$$\frac{1}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2}$$

avec $\varepsilon_v = \frac{v}{c} \frac{E_0}{\Gamma/2}$, le déplacement étant dû à l'effet Doppler. L'intensité transmise, si la source a un spectre en $W_e(E)$ sera proportionnelle à

$$T(v) = \int W_e(\varepsilon)\, e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1+(\varepsilon-\varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x} \, d\varepsilon. \qquad (46)$$

On peut la tracer en calculant pour chaque valeur de ε_v la surface de la courbe représentant les variations de la fonction

$$W_e(\varepsilon) \times e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1+(\varepsilon-\varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x}$$

« coup de poing » dissymétrique sur $W(\varepsilon)$.

Cas d'une source non auto-absorbante. — W_e est proportionnel à $\frac{1}{1 + \varepsilon^2}$.

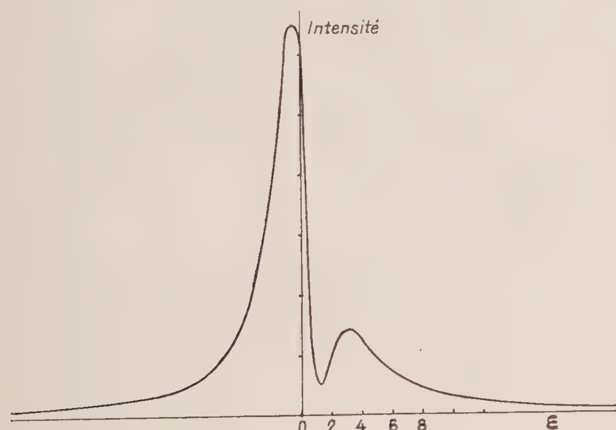


Fig. 14.

L'intensité transmise sera proportionnelle à l'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \, e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1+(\varepsilon-\varepsilon_v)^2} + \mu_e\right)x} \, d\varepsilon \qquad (47)$$

(surface d'une courbe dissymétrique à deux « bosses ») (*fig.* 14).

L'intégrale ne se calcule pas immédiatement.

Cas d'un écran mince. — Il vient

$$e^{-\left(\frac{\mu M_0}{1+(\varepsilon-\varepsilon_0)^2} + \mu_e\right)x} = 1 - \left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right) x.$$

L'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \left[1 - \left(\frac{\mu M_0}{1 + (\varepsilon - \varepsilon_v)^2} + \mu_e\right) x\right] d\varepsilon$$

s'intègre dans ce cas et on trouve une fonction à forme Breit et Wigner

$$T(\varepsilon_v) = T\left(\frac{v}{c} E\right) = C^{te} \times \frac{1}{4 + \varepsilon_v^2}. \qquad (48)$$

La largeur à mi-hauteur de la courbe fonction de la vitesse correspond donc à $E_0 = 2\Gamma$ soit

$$\Delta v = C \times \frac{2\Gamma}{E_0}. \qquad (49)$$

Cas d'un écran épais. — Dans le cas d'un écran *très épais* l'absorption ne change pas avec la vitesse, tous les photons finissent par être absorbés par les « ailes ».

Cas intermédiaire. — La largeur sera supérieure à $2\Gamma \frac{v}{c}$ mais de plus la courbe n'a plus une forme représentée par une formule de Lorentz.

On sera amené en pratique à se placer dans ce cas par compromis entre la nécessité d'avoir une différence notable entre vitesse très grande et vitesse nulle (absorption Mössbauer notable) et le souci de ne pas trop élargir la raie.

Cas d'une source auto-absorbante. — La forme du spectre d'émission $W_e(\varepsilon)$ est donnée par les formules du paragraphe sur l'absorption des sources. L'intégrale est encore plus compliquée à calculer.

La figure 15 reproduit une courbe relative à

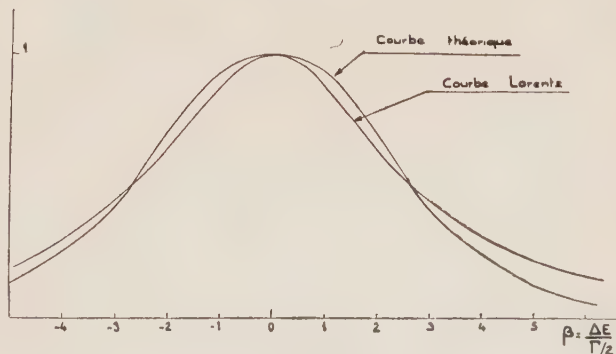


Fig. 15.

(7) L'effet relativiste [38] [39] [40] est ici particulièrement important et peut perturber les mesures.

l'étain calculée par intégration graphique comparée à une courbe de Lorentz de même largeur.

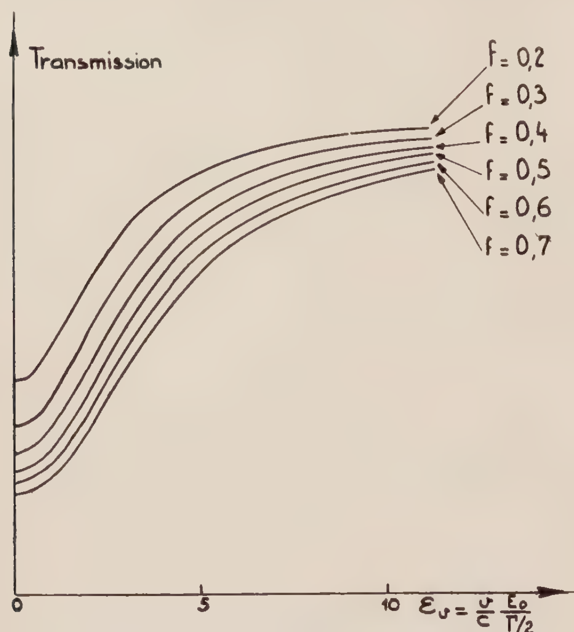


Fig. 16.

La figure 16 donne les courbes en fonction de la vitesse pour la source d'étain-119 dont le spectre d'émission est représenté par la courbe II de la figure 10 pour $f = 0{,}30$, tracées pour différentes valeurs de $f = f'$. Ce réseau de courbes a été tracé d'après les calculs effectués par la Section de Calcul Électronique de Saclay.

VII. **Expériences d'absorption avec déplacement longitudinal relatif source-écran.** — Dispositifs expérimentaux. — Les largeurs des raies étudiées s'étendent dans un vaste domaine. Pour un écran mince, l'absorption Mössbauer sera moitié du maximum pour $v_\Gamma = \frac{\Gamma}{E_0} \times c$.

La « largeur en vitesses » dépend donc de la finesse relative de la raie Γ/E_0 ; à durée de vie égale des états excités, la largeur varie en raison inverse de l'énergie de la transition.

Pour l'iridium-191, les vitesses Doppler doivent être de l'ordre du centimètre par seconde. Pour le zinc-67 l'absorption résonnante est réduite de moitié pour une vitesse de 0,13 μ/s. Pour le fer et l'étain, il s'agit de dixièmes de millimètre par seconde.

Les dispositifs mécaniques utilisés sont divers : rotation avec utilisation du mouvement tangentiel (Mössbauer [3], Craig et al. [11]), rotation avec utilisation d'une composante faisant un petit angle avec le plan de la roue [12], vibration électromagnétique par moteur de haut-parleur [13], [17], [18], vibration électrostatique, quartz piézo-électrique, dispositif à magnétostriction, déplacement linéaire par vis de palmer [14], [15] (*fig.* 15 et 16) ou chariot de tour [19]. Certains dispositifs permettent d'enregistrer automatiquement les comptages correspondant à plusieurs vitesses [20].

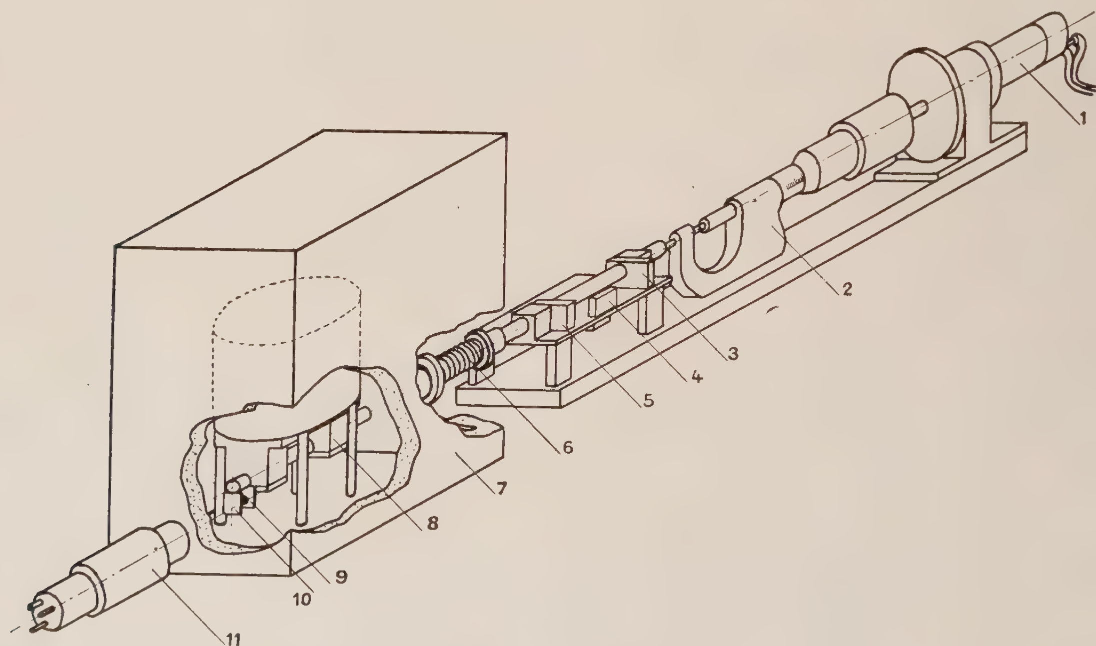


Fig. 17. — 1) Moteur-Réducteur ; 2) Palmer ; 3) Inverseur électrique ; 4) Déclenchement-comptage ; 5) Inverseur électrique ; 6) Ressort de rappel ; 7) Enceinte calorifuge ; 8) Bloc conducteur thermique ; 9) Porte-source fixe ; 10) Écran mobile ; 11) Photomultiplicateur.

Les difficultés mécaniques sont grandes pour obtenir un mouvement bien reproductible, uniforme, connu avec précision et sans mouvements parasites. Dans le cas du zinc, et *a fortiori* d'états métastables de vie longue, le problème même de l'existence de véritables expériences statiques se trouve posé, l'élimination de toutes vibrations, dilatations etc... demandant des précautions spéciales.

Expériences réalisées et résultats:

^{191}Ir : *a*) Mössbauer [3] à Heidelberg en 1959. L'auteur utilisait un écran d'iridium naturel

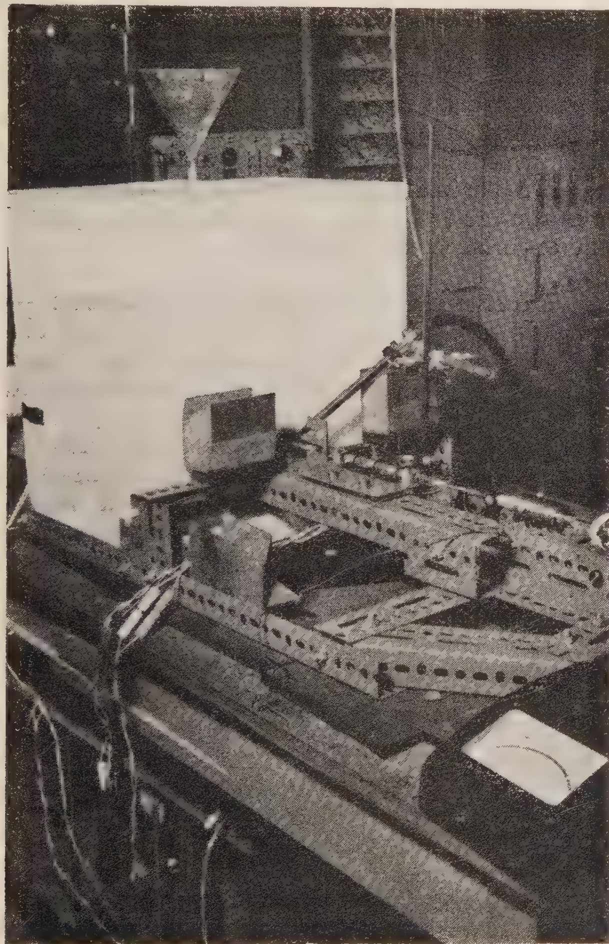


Fig. 18.

(1,07.10^{21} noyaux d'iridium par cm^2) ; la largeur de la raie exprimée en vitesse a été trouvée égale à environ 2,7 cm/s donnant $\tau = 1{,}4^{+0{,}2}_{-0{,}1} . 10^{-10}$ s. L'absorption « tout ou rien » donne une absorption Mössbauer de 1,1 %.

b) Lee et al. [13] à Argonne, Craig et al. [11] à Los Alamos. Avec $n = 1{,}69.10^{21}$ atomes/cm^2, la largeur trouvée 2(2,15 ± 0,4) cm/s correspond à une vie moyenne de (1,1 ± 0,2).10^{-10} s. Ces auteurs utilisaient un écran de 88 g/cm^2. La largeur à mi-hauteur de la raie tracée en fonction de la vitesse est approximativement de 3 cm/s d'où ils déduisent une vie moyenne de 1,3.10^{-10} s en bon accord avec Mössbauer.

^{182}Ta : Lee et al. [13] Argonne. La vie moyenne déduite de la courbe fonction de la vitesse est (0,63 ± 0,3).10^{-9} à comparer avec la valeur de Sunyar [23] : 1,3.10^{-9}.

^{57}Fe : Les résultats dépendent en réalité de l'effet Zeeman ; nous en parlerons plus loin. La largeur de la raie centrale théorique pour une cible et un écran mince est la largeur la plus fine obtenue expérimentalement ; elle est de $\Delta v = 0{,}34$ mm/s. L'utilisation d'écrans de plus en plus épais en fer-57 à la température ordinaire a permis de mettre en évidence des variations d'absorption (rapide/immobile) dépassant 50 % ($f_{\text{théor.}} = 0{,}7$) [21].

^{119}Sn : Barloutaud, Cotton, Picou, Quidort [14], [15] à Saclay. Les figures 17 et 18 reproduisent le dispositif. La possibilité d'un effet lié au dédoublement quadrupolaire a été envisagée (voir ci-dessous) mais n'est pas nettement mise en évidence. L'écran d'étain naturel avait une épaisseur de 21 mg/cm^2. La demi-largeur $\Delta v = 0{,}5$ mm/s correspond à la vie moyenne mesurée directement

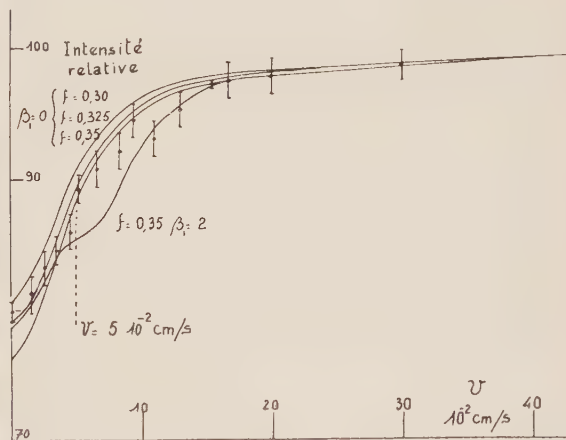


Fig. 19. — $\beta_1 = \dfrac{eQ \dfrac{\partial^2 V}{\partial z^2}}{\Gamma/2}$.

avec $f = 0{,}32$ (*fig.* 19). Le résultat tout ou rien donne $f_{95°} = 0{,}31$.

^{197}Au : Nagle et al. [22] à Los Alamos. Expériences effectuées à 4 °K. Source ^{197}Pt ou ^{197}Hg. La largeur de la raie correspond, en vitesse, à 2 fois 3,5 mm/s ce qui donnerait, d'après des calculs de Visscher (0,82 ± 0,15).10^{-9}, la valeur mesurée par coïncidences différées étant

$$(2{,}7 \pm 0{,}3) . 10^{-9} \ [23].$$

La structure de la raie présente quelques aspects anormaux qui sont à l'étude. Des expériences ont

été faites en utilisant comme corps radioactif ^{197}Hg. Pour observer un effet, il est nécessaire d'amalgamer le mercure actif à l'or en opérant par traitement thermique prolongé.

Un écran constitué de composé intermétallique $AuAl_2$ a été utilisé avec une source de platine mais l'absorption Mössbauer observée n'a été que 0,3 ± 0,3 % au lieu des 21 % théoriques.

VIII. **Calculs et expériences de diffusion.** — Les noyaux excités par absorption résonnante du rayonnement γ se désexcitent évidemment en réémettant un photon ou un électron de conversion.

1. Diffusion Rayleigh. — La mise en évidence de la diffusion résonnante du rayonnement γ

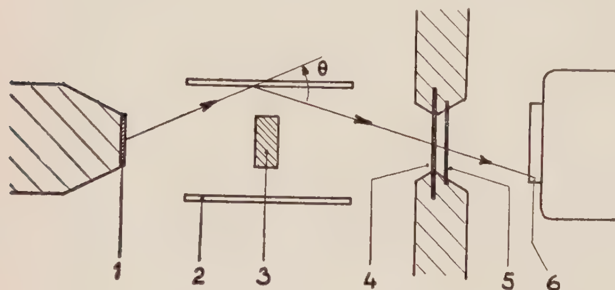


Fig. 20. — 1. Source ^{119}Sn* dans étain enrichi en ^{118}Sn ; 2. Diffuseur ; 3. Écran de bismuth ; 4. Écran d'étain enrichi (71.5 % ^{119}Sn) ; 5. Écran de palladium absorbant les rayons X ; 6. Scintillateur et photomultiplicateur.

absorbé sans recul nécessite une bonne connaissance de la diffusion Rayleigh par les électrons atomiques et ne peut être réalisée que pour un émetteur ne donnant pas lieu à trop de diffusion Compton de photons γ d'énergie supérieure à celle de la transition étudiée.

Tzara et Barloutaud [6] ont utilisé à Saclay le rayonnement γ de 23,8 keV de ^{119}Sn ; ils ont mis d'abord en évidence, au moyen du dispositif expérimental reproduit figure 20, la diffusion Rayleigh sans émission de phonon par l'étain. Les diffuseurs utilisés étaient constitués de platine, d'aluminium, de carbone et de paraffine. Les résultats obtenus par absorption dans un écran de ^{119}Sn à froid et à chaud sont en accord avec les valeurs attendues, compte tenu des photons diffusés inélastiquement (avec excitation des niveaux électroniques) et des rayons X. Cette méthode permettra sans doute d'étendre l'emploi du rayonnement γ sans recul à l'étude de substances diverses.

2. Diffusion résonnante. — Utilisant dans le même dispositif expérimental un diffuseur d'étain, ils ont, en supprimant l'écran, mis en évidence la diffusion résonnante du rayonnement γ [24] ; le rapport des intensités détectées à chaud et à froid, compte tenu des diffusions parasites par les supports etc..., donne le rapport

diffusion résonnante/diffusion non résonnante

(à des corrections près, correspondant notamment à la diffusion résonnante à chaud). A l'angle choisi (angle moyen 50°) la diffusion résonnante à 90 °K est environ cinq fois supérieure à la diffusion non-résonnante.

3. Cohérence dans la diffusion résonnante. — Le Pr Kastler dans une note récente [25] signalait que l'effet Mössbauer pouvait être utilisé pour vérifier les prévisions de Weisskopf [26] suivant lesquelles la diffusion résonnante s'effectuait de manière cohérente. Il propose de tenter d'observer les figures de diffraction de Bragg ou de Von Laüe produites par le rayonnement gamma sans recul, en les distinguant de celles observées habituellement avec les rayons X ou gamma qui sont produites par la diffusion Rayleigh. Les expériences de Barloutaud et Tzara semblent montrer qu'une telle expérience est réalisable.

4. Excitation de niveaux a vie longue. — La réémission de rayonnement gamma après absorption résonnante devrait se produire même lorsque l'état excité est un état métastable de vie moyenne beaucoup plus longue que celle des noyaux étudiés jusqu'ici. Dans le cas où cette vie moyenne atteint un ordre de grandeur voisin de la minute, on pourrait séparer l'écran de la source et observer le rayonnement réémis sans être gêné par les photons gamma ayant traversé l'écran sans interaction, ni par ceux diffusés par diffusion Rayleigh. Tzara [27] a proposé de réaliser cette expérience sur les rayonnements gamma voisins des deux isotopes de l'argent (^{107}Ag : $E_0 = 93$ keV $T = 44$ s ; ^{109}Ag : $E_0 = 88$ keV, $T = 39$ s) en opérant à la température de l'hélium liquide.

La largeur théorique d'un niveau de 60 s est 10^{-17} eV mais les fluctuations des champs électromagnétiques à l'intérieur du réseau (voir paragraphe suivant) élargissent pratiquement la raie par un facteur supérieur à 10^3. La section efficace d'absorption se trouve réduite d'autant, néanmoins avec une source de l'ordre du curie préparée par réaction γ, γ' dans le flux intense d'un accélérateur linéaire on devrait pouvoir obtenir un comptage de plusieurs centaines de coups par seconde. L'expérience va être tentée à Saclay. La grande difficulté réside dans la possibilité d'élargissement de la raie par des effets divers et notamment par le mouvement relatif possible des noyaux émetteur et absorbant. (Leur vitesse relative radiale doit être inférieure à 10^{-11} cm/s.)

IX. **Dédoublement des rayonnements γ par l'action des champs électromagnétiques sur les**

moments nucléaires. — 1° Effet Zeeman nucléaire. — A) *Existence de l'effet.* — La valeur du magnéton nucléaire étant $3{,}16.10^{-12}$ eV/œrsted, un champ magnétique de 10^4 œrsteds agissant sur un noyau dans un état de spin $\mathfrak{J}$ et de moment magnétique de cette valeur séparera le niveau initial en $2\mathfrak{J} + 1$ niveaux distants de $\frac{3{,}16.10^{-8}\ \text{eV}}{\mathfrak{J}}$.

Pour une raie de largeur nettement inférieure à cette valeur (vie moyenne supérieure à 2.10^{-8} s) on peut espérer observer l'effet pour des champs magnétiques réalisables au laboratoire. Ces valeurs ne constituent qu'un ordre de grandeur grossier, il faut dans chaque cas particulier examiner comment se présente le multiplet possible).

La variation de l'absorption Mössbauer en fonction du champ magnétique pourra fournir déjà des renseignements, l'analyse par mouvement relatif de la source et de l'écran donnera une analyse plus complète. Enfin la polarisation des composantes du multiplet peut parfois être mise en évidence.

B) *Décomposition par champ interne d'une substance ferromagnétique. — Cas de l'état à* 14,4 keV de ^{57}Fe. — Cet état a une largeur naturelle de $4{,}6.10^{-9}$ eV ; la probabilité théorique d'émission sans recul est $f = 0{,}7$ à la température ordinaire, le fer est donc un noyau très favorable. Le champ interne du fer atteignant plusieurs centaines de milliers de gauss, la raie γ de 14,4 keV doit se trouver décomposée sans intervention d'aucun autre champ intérieur, malgré la petitesse du moment magnétique de l'état fondamental. En déplaçant radialement un écran de fer par rapport à une source de ^{57}Co incluse dans un réseau de fer, Pound et Rebka [18] à Princeton ont observé un maximum central d'absorption pour $v = 0$ et trois autres maximums pour des vitesses respectives de 0,26 — 0,52 et 0,78 cm/s. De Pasquali, Frauenfelder, Margulies et Peacock [12] à Urbana ont observé la même structure. Les chercheurs d'Argonne [19] ont observé 5 maximums d'absorption de chaque côté du maximum central ; en orientant parallèlement on perpendiculairement l'un à l'autre les champs internes de la source et de l'écran au moyen des champs externes de deux aimants permanents [28] ces auteurs ont pu absorber successivement les composantes σ et les composantes π. Ces dernières expériences ont montré que deux des maximums observés dans l'observation de rayonnements γ non polarisés sont en réalité doubles ce qui conduit à 8 maximums d'absorption, le maximum central compris. Cette structure s'interprète parfaitement (y compris les intensités relatives des raies observées avec et sans polarisation) en utilisant la valeur récemment mesurée [29]

$$+ (0{,}0903 \pm 0{,}0007)$$

magnéton nucléaire du moment magnétique de l'état fondamental de ^{57}Fe et en supposant que la transition est de type M1 pur. Les valeurs du champ magnétique interne $(3{,}33 \pm 0{,}10) \times 10^5$

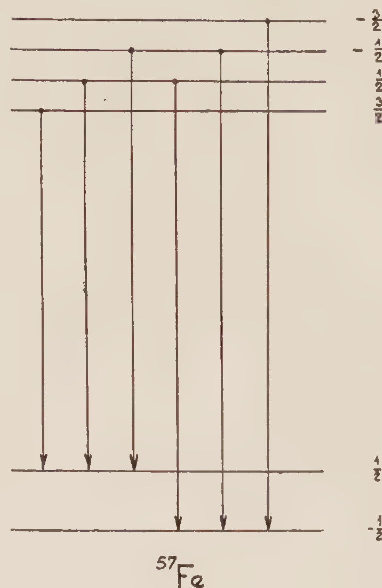


Fig. 21.

œrsteds et du moment magnétique de l'état de 14 keV — $(0{,}153 \pm 0{,}004)$ magnéton nucléaire résultent de cette analyse. Le schéma de décomposition des niveaux est donné figure 21.

La forme des 6 raies naturelles d'émission (dessinées en admettant une largeur correspondant à la vie moyenne) est reproduite figure 22 pour le cas de l'observation sans polarisation. Le déplacement de l'écran par rapport à la source décale

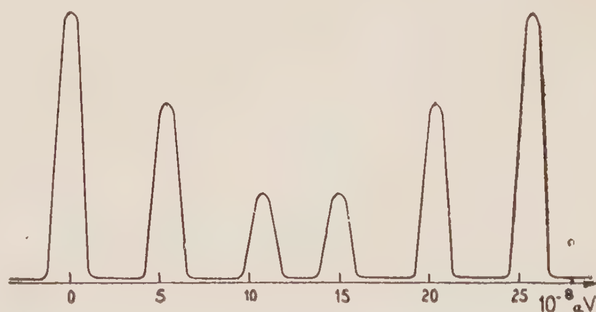


Fig. 22.

l'ensemble des multiplets l'un par rapport à l'autre et, compte tenu des écarts, on observe 8 coïncidences lorsque la vitesse croît. Les raies « en vitesse » sont, comme dans le cas d'une raie unique de largeur supérieure à deux fois la largeur $\frac{\Gamma}{E} \times c$ (les largeurs expérimentales des raies satel-

lites étant d'ailleurs différentes de celle de la raie centrale).

L'analyse des raies pourrait se faire aussi en utilisant un écran constitué d'un composé de fer non ferromagnétique ; on doit observer alors 6 raies seulement lors des variations de la vitesse. Des expériences sont en cours à Saclay [20] en utilisant un écran de pyrite (FeS_2) dont la température de Debye élevée permet l'effet Mössbauer. L'absorption est minimum dans ce cas pour $v = 0$ comme prévu, aucune composante du multiplet de la source ne coïncidant alors avec la raie de l'écran.

Conséquences pour l'absorption Mössbauer du rayonnement du fer. — La section efficace d'absorption sera différente de celle calculée dans le cas d'une raie non dédoublée et devra être calculée compte tenu des intensités des différentes composantes du multiplet ; (dans le cas où l'on observe les polarisations il faudra tenir compte aussi de la conservation du nombre quantique magnétique).

La transmission d'un écran non infiniment épais n'est donc plus donnée, même pour une source mince, par la formule 41. Le f apparent déterminé par expérience « chaud/froid » ou « immobile/rapide » peut être ainsi grossièrement faux.

La largeur de la raie centrale déterminée par des expériences de déplacement varie beaucoup d'une expérience à l'autre [18], [17], [12], [21] et a toujours été trouvée nettement supérieure $2c\frac{\Gamma}{E} = 0{,}18$ mm/s. Il est difficile de dire si cet effet peut s'expliquer uniquement par l'épaisseur des écrans et des sources ou s'il peut être accru par des fluctuations du champ interne.

Le traitement thermique de la source modifie très notablement, comme dans le cas de ^{197}Au, l'importance de l'effet Mössbauer.

Les composés non métalliques donnent lieu à un effet souvent peu important [21].

C) *Décomposition par un champ magnétique externe.* — *Cas de* ^{119}Sn. — Picou, Barloutaud et Quidort [30] ont réalisé à Saclay la mise en évidence de la décomposition Zeeman par un champ magnétique externe de 20 000 œrsteds. Les spins étant les mêmes que dans le cas de ^{57}Fe, la décomposition est la même. Le moment magnétique de l'état fondamental étant de — 1,0409 magnéton nucléaire, la séparation du doublet correspondant est de l'ordre de $6{,}4.10^{-8}$ eV. La source seule étant placée dans le champ, la variation de la vitesse de l'écran ne donnera lieu qu'à 6 raies « en vitesse ». L'ordre de grandeur de la largeur naturelle de la raie en l'absence de champ étant trop grand on ne sépare pas nettement les raies qui se chevauchent, mais l'expérience donne une limite de la valeur du moment magnétique de l'état excité de ^{119}Sn à 23,8 keV : $|\mu| < 0{,}15$ magnéton nucléaire.

2° *Effet quadrupolaire.* — L'action des gradients des champs électriques internes doit dédoubler aussi les niveaux et par suite les rayonnements observés. Dans le cas de ^{119}Sn le niveau excité pourrait être ainsi divisé en deux $\pm\frac{3}{2} \pm \frac{1}{2}$. La raie

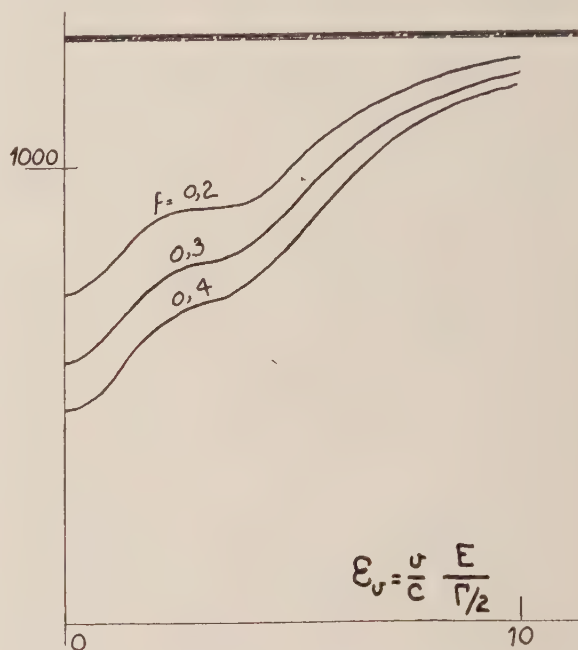


Fig. 23.

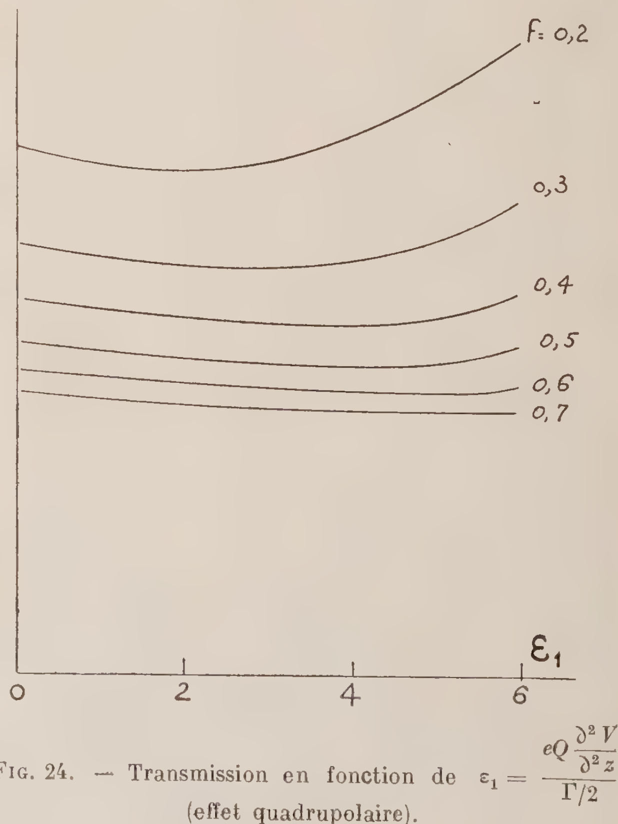


Fig. 24. — Transmission en fonction de $\varepsilon_1 = \frac{eQ\frac{\partial^2 V}{\partial^2 z}}{\Gamma/2}$ (effet quadrupolaire).

explorée par effet Doppler donnerait lieu à un dédoublement ou un élargissement. La Section de Calcul Électronique du C. E. N. a calculé les formes de raies attendues suivant l'importance de l'effet (*fig.* 23). La raie expérimentale (*fig.* 19) n'est pas dédoublée, mais semble légèrement élargie. La mesure ne peut donner le moment quadrupolaire eQ mais seulement le produit $eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ de ce moment par le gradient de champ électrique $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ (15)) (*fig.* 24).

X. Application de l'effet Mössbauer à la vérification des conséquences de la relativité générale et de la relativité restreinte. — 1. CHANGEMENT DE FRÉQUENCES DES RAYONNEMENTS ÉLECTROMAGNÉTIQUES. — La très grande finesse naturelle des raies d'émission γ permet, dès lors qu'on peut y atteindre, de déterminer de tout petits déplacements de ces raies : la mise en évidence de l'effet Zeeman nucléaire vient de nous en donner un exemple. Il était donc naturel de penser à utiliser l'effet Mössbauer pour mettre en évidence, dans le champ de gravitation terrestre, le changement de fréquence — donc d'énergie — dû à la variation du potentiel de gravitation, changement qui a été observé par le déplacement vers le rouge des raies optiques émises par le soleil et observées sur la terre. Wilkinson et Devons [31], Pound et Rebka [32], Cranshaw et Schiffer [17] et bien d'autres ont réalisé cette possibilité dès qu'ils ont eu connaissance de l'effet Mössbauer et la première expérience vient d'être réalisée à Harwell [33] avec un résultat concluant.

Principe de l'expérience. — La source radioactive et l'écran absorbeur constituent deux horloges et si source et écran sont placés à deux altitudes différentes de h cm la différence relative de ces fréquences (donc des énergies d'émission et d'absorption des photons) sera

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta V_{\text{grav.}}}{c^2} \simeq \frac{gh}{c^2} = 1{,}09.10^{-18}\, h_{\text{cm}} \qquad (50)$$

g étant l'accélération de la pesanteur, c la vitesse de la lumière dans le vide, $\Delta V_{\text{grav.}}$ la variation du potentiel gravifique.

La largeur relative à leur énergie des raies γ étant, pour ^{57}Fe, de $3{,}3.10^{-13}$ (théorique) et d'environ 7.10^{-13} (largeur expérimentale), de 10^{-12} pour ^{119}Sn, de 5.10^{-16} pour ^{67}Zn (valeur théorique), l'un de ces noyaux peut être utilisé entre autres. ^{67}Zn donne théoriquement la raie la plus fine, mais aucune publication n'ayant encore donné de résultats positifs sur l'effet Mössbauer appliqué à ce nuclide, Cranshaw, Schiffer et Whitehead ont utilisé à Harwell ^{57}Fe. L'expérience a été réalisée dans un tube vertical de 12 mètres de long, vide d'air, avec la source à une extrémité, l'écran à l'autre. Par comparaison des comptages lorsque l'effet de la gravitation est ajouté et soustrait à l'effet d'une vitesse radiale de l'écran, on déduit $\frac{\Delta E}{E}$.

Le résultat attendu $\frac{\Delta E}{E} \approx 1{,}3.10^{-15}$ doit entraîner une différence de comptage relative $3{,}9.10^{-4}$. L'expérience a donné $0{,}96 \pm 0{,}45$ fois l'effet escompté et de nombreux contrôles témoignent de la valeur de cette mesure. De nouvelles expériences sont attendues.

2. ACTION D'UN CHAMP D'ACCÉLÉRATION. — Hay, Schiffer, Cranshaw et Egelstaff [34] ont réalisé également à Harwell une expérience mettant en évidence à l'aide de l'effet Mössbauer sur ^{57}Fe le changement de fréquence résultant de la variation du potentiel d'accélération entre la source et l'absorbeur dans le cas où la source est placée au centre d'un rotor tournant à 500 t/s et l'écran à la périphérie

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\left(\frac{1}{2}\,\omega^2 r^2\right)}{c^2}. \qquad (51)$$

La vérification est excellente $\left(\frac{\Delta E}{E} = 1{,}038\right)$. Mais cette expérience, comme c'est le cas semble-t-il chaque fois qu'un champ d'accélération est produit par un mouvement stationnaire, peut être interprétée aussi en utilisant uniquement des considérations de relativité restreinte et de référentiel tangent (effet Doppler transverse). Par contre, l'expérience du champ terrestre [10] montre l'équivalence du champ de gravitation à un champ d'accélération.

3. Cocconi et Salpeter [35] appliquant le principe de Mach ont suggéré une expérience permettant de mettre en évidence (ou tout au moins de lui fixer une limite supérieure) la différence entre les masses inertes d'un même corps se déplaçant dans la direction du centre de gravité de notre galaxie ou perpendiculairement à cette direction. Cette expérience consisterait à étudier la variation des formes des raies de ^{57}Fe dont les spins seraient alignés dans la source et l'écran lorsque l'orientation de ces spins par rapport à la galaxie est modifiée, les composantes Zeeman devant être dédoublées encore par cet effet.

4. EFFET DE LA VARIATION RELATIVISTE DE LA MASSE DES NOYAUX ÉMETTEUR ET ABSORBANT. — Pound et Rebka [40] (8) ont montré que la variation de masse du noyau émetteur par suite de l'émission γ changerait l'état du réseau et donnerait lieu

(8) Cet effet a été prévu indépendamment par Josephson [38].

à émission de phonon si elle n'était pas compensée par une petite variation de l'énergie du photon émis. Donc dans le cas de l'émission sans recul, l'énergie du rayonnement émis dépend de l'énergie moyenne par atome dans le réseau et par suite, entre autres, de la température. Cet effet qui est de $\frac{\Delta E}{E} = 2.10^{-15}$ par degré pour ^{57}Fe a été vérifié expérimentalement [40]. Les expériences de gravitation vont être reprises avec un meilleur contrôle des températures. L'effet doit se traduire par la mise en évidence de variations d'énergie en fonction d'autres paramètres que la température. Il doit permettre aussi de balayer une raie par variation de la température.

XI. **Répartition dans le temps des photons émis sans recul et détectés après traversée d'un écran** [36]. — On sait que l'exponentielle exprimant la loi de répartition des temps de vie des photons émis lors de la désexcitation d'un état de vie moyenne

$$N(t)\,\mathrm{d}t = \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}\,\mathrm{d}t \qquad (52)$$

est la transformée de Fourier de la fonction de Lorentz exprimant la loi de répartition de leurs énergies

$$W(E)\,\mathrm{d}E = \frac{\mathrm{d}E}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \qquad (53)$$

τ étant lié à Γ par la relation d'indétermination

$$\tau \times \Gamma = \hbar. \qquad (1)$$

La mesure de la vie moyenne d'un niveau par coïncidences différées implique donc en principe que les photons reçus par le détecteur aient un spectre énergétique de forme de Lorentz (c'est-à-dire Breit-Wigner). Dans le cas de l'émission avec recul d'une source solide ou gazeuse, le spectre est en réalité maxwellien mais cette modification est le résultat non d'une disparition d'un certain nombre de photons — une sélection — mais d'une perte ou d'un gain d'énergie de ces photons liés au recul et à l'agitation thermique. La mesure donne bien la vie moyenne du niveau.

Après traversée d'un écran, le spectre d'un rayonnement émis est au contraire modifié par l'absorption d'un certain nombre de photons. Dans le cas de rayonnement émis par un solide sans recul, l'écran absorbe préférentiellement les photons ayant la fréquence la plus probable et le spectre d'énergie à la sortie de l'écran une forme très modifiée, telle que celle matérialisée par la courbe à « bosses de chameau » de la figure 11 relative à ^{119}Sn.

Holland et al. [36] à Argonne ont étudié, dans le cas du fer-57 la loi de la répartition des temps de vie mesurés par coïncidences différées. La loi obtenue correspond bien en gros à ce qu'on pouvait attendre de la transformée de Fourier d'une courbe dont les « ailes » sont favorisées au détriment de la région centrale par rapport à une courbe de Lorentz. Un article théorique de Hamermesh [37] doit être publié sur ce sujet qui met en jeu les principes fondamentaux de la mécanique quantique. Toute une série d'expériences intéressantes peuvent être réalisées dans cette optique.

XII. **Possibilités et perspectives.** — 1° Physique générale. — L'effet Mössbauer a permis la mise en évidence, dans le cas d'états excités, des noyaux de phénomènes observés déjà pour d'autres rayonnements, effet Doppler, effet Zeeman en particulier.

D'autres effets peuvent peut-être ainsi être étendus à ces états nucléaires.

L'emploi des rayonnements γ sans recul a permis aussi, comme nous venons de le voir, d'aborder avec une meilleure précision la vérification de principes généraux (relativité générale, mécanique quantique). Cet emploi est certainement loin d'être épuisé.

2° Physique nucléaire. — Les résultats obtenus jusqu'ici sont relativement restreints dans la mesure où ils concernent notre connaissance des noyaux atomiques. Des vies moyennes, des moments magnétiques ont été mesurés et cette méthode pourra donner lieu à d'autres mesures qui enrichiront notre catalogue. Cela peut sembler limité, mais cette impression première peut être tout à fait erronée et je ne pense pas qu'il soit exclu qu'une découverte importante surprenne les sceptiques.

3° Physique du solide, magnétisme, etc. — L'effet Mössbauer constitue un moyen d'attaque nouveau pour atteindre les structures des corps solides. Le fait de savoir dans quelle mesure une transformation antérieure, mettant en jeu des énergies élevées (réactions nucléaires, radioactivité alpha), laisse le noyau suffisamment lié au réseau pour qu'il puisse émettre avec une probabilité non négligeable un rayonnement γ sans recul, pourrait donner des renseignements supplémentaires.

L'étude systématique des proportions d'émission sans phonon par des noyaux placés artificiellement dans un réseau proche ou totalement étranger pourrait renseigner sur ces réseaux (en même temps qu'elle pourrait éventuellement ouvrir des voies nouvelles d'étude de certains noyaux radioactifs). La position des noyaux d'impuretés dans le réseau (dans le cas de semi-conducteurs et du germanium en particulier) pourrait peut-être être précisée. Et l'étude du magnétisme au moyen des rayonnements des noyaux ferromagnétiques et de ceux des terres rares bénéficie aussi d'un instrument sans doute puissant. La diffusion Ray-

leigh de photons monoénergétiques peut étendre le champ d'application de la méthode.

En conclusion, il semble donc que cet effet Mössbauer, qui aurait pu sans doute être découvert depuis longtemps (bien que les techniques modernes de détection des rayonnements gamma de faible énergie — compteurs proportionnels, scintillateurs minces — en facilitent grandement l'étude) a apporté et apportera encore dans de nombreux domaines physiques des résultats très importants. Il illustre la nécessité d'échanges entre les diverses branches de la physique, même dans notre époque d'extrême spécialisation.

***

Les calculs d'absorption résonnante avec et sans mouvement ont été faits avec la collaboration de MM. R. Barloutaud et J. L. Picou. Je les remercie ainsi que MM. Abragam, Tzara, Solomon, Messiah, Jacrot, Schatzman, M. Langevin, Shafroth, pour les discussions que j'ai eues avec eux et la communication de leurs résultats avant publication. J'exprime également ma gratitude à MM. les Prs Cranshaw, Schiffer, Josephson et les Drs Nagle, Craig, Dash, Reiswig qui m'ont, eux aussi envoyé leurs manuscrits avant publication.

Note ajoutée sur épreuves (5 mai 1960). — Depuis la réunion de la Société Française de Physique (Section de Physique Corpusculaire) à Grenoble, de nombreux résultats nouveaux sur l'effet Mössbauer ont été annoncés et même publiés. Je crois indispensable de signaler les plus importants d'entre eux :

1° *Relativité :* Les mesures effectuées par Pound et Rebka Jr (*Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 335) dans la tour de 22 mètres de l'Université d'Harvard, corrigées soigneusement des divers effets correctifs, ont donné un déplacement relatif de $(5,13 \pm 0,51).10^{-15}$, la valeur théorique étant $4,92.10^{-15}$. La grande presse a annoncé que des expériences positives avaient également été effectuées en Union Soviétique.

2° O. C. Kistner et A. W. Sunyar (*Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 412), effectuant à Brookhaven des expériences sur l'absorption résonnante du rayonnement gamma de ^{57}Fe en utilisant une source d'acier inox (champ magnétique interne nul) et un absorbeur de Fe_2O_3 enrichi (antiferromagnétique, champ interne déduit de la mesure $5,15.10^5$ œrsteds), ont mis en évidence l'*effet quadrupolaire* ainsi qu'un décalage du zéro différent de l'effet Josephson-Pound et dû aux différences de liaisons chimiques de l'atome de fer.

3° *L'effet Mössbauer sur le zinc*-67 a été mis en évidence par D. E. Nagle, P. P. Craig et W. E. Keller à Los Alamos (à paraître dans *Nature*). Source et écran étaient constitués de céramique ZnO ; les expériences ont été effectuées à 2 °K en comparant les absorptions obtenues avec et sans champ magnétique de 500 œrsteds appliqué sur la source. L'effet observé est, après correction, de 2.10^{-3}.

RÉFÉRENCES

[1] Lamb (W. E.), *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 190.
[2] Mössbauer (R. L.), *Z. Physik*, 1958, **151**, 124.
[3] Mössbauer (R. L.), *Z. Naturforsch.*, 1959, **14a**, 211.
[4] Visscher (W. M.), *Ann. Physics*, 1960, **9**, 194.
[5] Lipkin (H. J.), *Ann. Physics*, 1960, **9**, 332.
[6] Tzara (C.) et Barloutaud (R.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 405.
[7] Compton (A. K.) et Allison (S. K.), « X-rays in theory and experiment », Van Nostrand, 2e éd., 436.
[8] Debye (P.), *Ann. Physik*, 1914, **43**, 49.
[9] Waller (I.), *Ann. Physik*, 1926, **79**, 261.
[10] Bussière de Nercy (A.), Langevin (M.) et Spighel (M.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **250**, 1031.
[11] Craig (P. P.), Dash (J. G.), McGuire (A. D.), Nagle (D.) et Reiswig (R. R.), *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 221.
[12] De Pasquali (G.), Frauenfelder (H.), Margulies (S.) et Peacock (R. N.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 71.
[13] Lee (L. L.) jr, Meyer-Schutzmeister (L.), Schiffer (J. P.) et Vincent (D.), *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 223.
[14] Barloutaud (R.), Cotton (E.), Picou (J. L.) et Quidort (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **250**, 319.
[15] Barloutaud (R.) et al., à paraître.
[16] Barloutaud (R.), Cotton (E.) et al., non publié Le laiton γ avait été préparé par M. Buckle de l'O. N. E. R. A.
[17] Schiffer (J. P.) et Marshall (W.), *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 556.
[18] Pound (R. V.) et Rebka (G. A.) jr., *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 554.
[19] Hanna (S. S.), Heberle (J.), Littlejohn (C.), Perlow (G. J.), Preston (R. S.) et Vincent (D. H.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 177.
[20] Solomon (I.), à paraître.
[21] Hanna (S. S.), Heberle (J.), Littlejohn) C.), Perlow (G. J.), Preston (R. S.) et Vincent (D. H.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 28.
[22] Nagle (D. E.), Craig (P. P.), Dash (J. G.) et Reiswig (R. R.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 237.
[23] Sunyar (A. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **96**, 1955.
[24] Barloutaud (R.), Picou (J.-L.) et Tzara (C.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **250**, 2075.
[25] Kastler (A.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **250**, 509.
[26] Weisskopf (V. F.) *Ann. Physik*,, 1939, **9**, 23.
[27] Tzara (C.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **250**, 1466.
[28] Perlow (G. J.), Hanna (S. S.), Hamermesh (M.), Littlejohn (C.), Vincent (D. H.), Preston (R. S.) et Heberle (J.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 74.
[29] Ludwig (G. W.) et Woodbury (H. H.), à paraître dans *Phys. Rev.* ; abstract *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 155.
[30] Picou (J. L.) et al, à paraître.
[31] Wilkinson (D. H.) et Devons (S.), cité par Schiffer et Marshall, réf. 17.
[32] Pound (R. V.) et Rebka (G. A.) jr., *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 439.
[33] Cranshaw (T. E.), Schiffer (J. P.) et Whitehead (A. B.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 163.
[34] Hay (H. J.), Schiffer (J. P.), Cranshaw (T. E.) et Egelstaff (P. A.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 165.
[35] Cocconi (G.) et Salpeter (E. E.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 173.
[36] Holland (R. E.), Lynch (F. J.), Perlow (G. J.) et Hanna (S. S.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 181.
[37] Hamermesh (M.), Communication privée aux auteurs de la réf. 36.
[38] Josephson (B. D.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 341.
[39] Cranshaw (T. E.) et Schiffer (J. P.), A. E. R. E., Harwell et Argonne. A paraître.
[40] Pound (R. V.) et Rebka (G. A.),jr., *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, 274.

ABSORPTION RÉSONNANTE DU RAYONNEMENT γ SANS RECUL DU NOYAU DE ^{166}Ho ET ^{193}Os

Par A. BUSSIÈRE DE NERCY, M. LANGEVIN et M. SPIGHEL,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — L'effet d'absorption et d'émission sans recul du noyau a été vérifié pour le rayonnement γ de 129 keV de ^{191}Os et de 100 keV de ^{182}Ta. La même méthode a permis de mettre cet effet en évidence pour les rayonnements γ de 80 keV de ^{166}Ho et de 73 keV de ^{193}Os. Une tentative d'observation d'un effet Zeeman nucléaire permet de fixer une valeur maximum au moment magnétique du noyau de ^{193}Ir dans son état excité de 73 keV.

Abstract. — Recoilless resonant absorption has been observed for the γ rays of 129 keV and 100 keV from ^{191}Os and ^{182}Ta. The same experimental method shows this effect for the γ rays of 80 keV and 73 keV from ^{166}Ho and ^{193}Os. A search for a nuclear Zeeman effect gives a maximum value of two for the magnetic moment of the 73 keV excited state of ^{193}Ir.

Les expériences de Mossbauer [1] ont montré que dans un milieu cristallin à basse température l'émission γ peut s'effectuer sans recul du noyau avec une probabilité f et que ce γ peut être absorbé sans recul du noyau absorbant avec une probabilité f'. Les facteurs f et f' sont alors donnés par la relation :

$$f \text{ ou } f' = \exp.\left\{-\frac{3R}{2k\theta}\left[1 + 6{,}2\left(\frac{T}{\theta}\right)^2\right]\right\}$$

$R = E^2/2Mc^2$ est l'énergie normale de recul du noyau de masse M après émission ou absorption d'un photon d'énergie E ; θ est la température de Debye ; T la température de la source ou de l'absorbant, T étant notablement inférieur à θ.

Dans ces conditions l'absorption résonnante du rayonnement γ par un écran de même nature que le noyau émetteur doit se produire pour une fraction f du rayonnement émis par la source avec un coefficient $f'\sigma n/2$, σ étant la section efficace maximum à la résonance et n étant le nombre d'atomes par centimètre carré de l'isotope correspondant au noyau émetteur.

La quantité f étant fonction de la température de la source nous avons étudié la variation relative de l'absorption en fonction de cette température. L'absorbant étant constamment maintenu à la température de l'azote liquide ($T = 78$ °K) le coefficient d'absorption est mesuré avec la source à la température ambiante et avec la source à la température de l'azote liquide.

Notre dispositif expérimental est schématisé

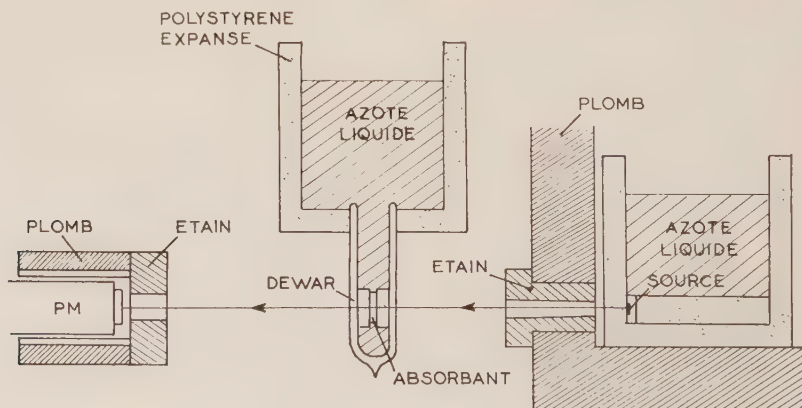


Fig. 1.

(*fig.* 1). Le faisceau de rayonnement γ d'angle solide voisin de 5.10^{-4} est obtenu par deux canaliseurs d'étain permettant d'éliminer les effets perturbateurs du rayonnement X_K du plomb provenant des différents blindages. L'absorbant placé dans un vase Dewar à parois minces se trouve à égale distance de la source et du détecteur constitué par un cristal de NaI-Tl de 2,5 cm de

Caractéristiques du gamma	Conditions et résultats de l'expérience	$f \times f'$ expérimental	$f \times f'$ théorique	Température de Debye déduite
^{193}Ir 73 keV $T^{1/2} = 6 \times 10^{-9}$ $\alpha_{L+M} = 3$	Source : Os Absorbant : 250 mg/cm² Ir dX/X = 8 ± 2 %	$f \leqslant 10$ %	$f > 27$ %	
^{191}Ir 129 keV $T^{1/2} \# 10^{-10}$ s $\alpha = 2{,}47$	Source : Os Absorbant : 250 mg/cm² Ir dX/X = 1,2 ± 0,3 %	$(1{,}4 \pm 0{,}3) \times 10^{-3}$	θ osmium = 330° θ iridium = 285° $(3{,}24) \times 10^{-4}$	
^{182}W 100 keV $T^{1/2} \# 10^{-9}$ s $\alpha = 4{,}4$	Source : Ta Absorbant : 178 mg/cm² W dX/X = 1,2 ± 0,3 %	$(8 \pm 2) \times 10^{-4}$	θ tantale = 230° θ tungstène = 270° $(1{,}3) \times 10^{-3}$ θ tungstène = 330° $(2{,}8) \times 10^{-3}$	
^{166}Er 80 keV $T^{1/2} = 1{,}7 \times 10^{-9}$ s $\alpha = 1{,}9$	Source : Ho_2O_3 Absorbant : 145 mg/cm² Er_2O_3 dX/X = 1,73 ± 0,18 %	$(4{,}8 \pm 0{,}5) \times 10^{-4}$		≈ 192°
^{153}Eu 103 keV $T^{1/2} = 4 \times 10^{-9}$ s $\alpha = 0{,}8$	Source : Sm_2O_3 Absorbant : 240 mg/cm² Eu_2O_3 dX/X = — 1,1 ± 2,7 ‰	$\leqslant 0{,}73 \times 10^{-4}$		$\leqslant$ 231°

diamètre et de 5 mm d'épaisseur. Pour mieux assurer leur refroidissement la source et l'écran sont placés au contact direct de l'azote liquide.

Dans le vase Dewar l'absorption du rayonnement γ par l'azote a été évitée en plaçant l'absorbant entre deux demi cylindres de polystyrène expansé. Les effets d'absorption et de rétrodiffusion dus à l'azote liquide refroidissant la source ont été évités en plaçant la source entre la paroi et une plaque de polystyrène expansé garnissant le fond du récipient.

En utilisant des absorbants suffisamment minces la variation relative de l'absorption est donnée par la relation suivante

$$dX/X = ff' \, n\sigma/2$$

pour les valeurs de R et de θ correspondant aux cas étudiés. Les valeurs de dX/X observées pour le rayonnement γ provenant de la désexcitation des noyaux de ^{193}Ir, ^{191}Ir, ^{166}Er et ^{153}Eu sont données dans le tableau ci-joint. Les valeurs de dX/X obtenues sont bien dues à un phénomène d'absorption résonnante sans recul car, dans les mêmes conditions expérimentales, la variation d'absorption est nulle pour des absorbants de Z voisin ne contenant pas l'espèce nucléaire pouvant présenter le phénomène de résonance.

Ce tableau indique les caractéristiques du rayonnement γ choisi et son coefficient de conversion, la nature de la source et de l'absorbant, le résultat expérimental dX/X, le produit ff' déduit de ce résultat et le produit ff' théorique calculé à partir des températures de Debye. Dans le cas des oxydes de terres rares où cette température est mal connue, la température de Debye déduite du ff' expérimental représente une valeur moyenne pour la source et l'absorbant.

Il a fallu tenir compte dans la mesure de dX/X de la proportion des impulsions provenant de la détection du rayonnement γ étudié dans le nombre total des impulsions comprises dans la bande d'analyse. Dans le cas de ^{193}Ir le γ des 73 keV est accompagné d'une proportion importante de rayonnement X_K accompagnant la désintégration de ^{193}Os et ^{191}Os. Une partie de ce rayonnement a pu être éliminée en centrant la bande d'analyse sur le pic photoélectrique du γ de 73 keV. La proportion restante a été déterminée en comparant la forme des raies obtenues avec la source de ^{193}Os + ^{191}Os utilisée et avec la même source après décroissance de ^{193}Os.

Les résultats obtenus pour le niveau de 129 keV de ^{191}Ir et le niveau de 100 keV de ^{182}W sont en accord avec les résultats déjà publiés [1], [2], [3]. La comparaison des deux premiers résultats présente un intérêt particulier du fait que la nature et les caractéristiques physiques des sources et des absorbants utilisés sont les mêmes. On constate qu'il y a un désaccord important entre la probabilité de l'effet obtenu dans les deux cas. Si l'on détermine la probabilité $f_{73\ \mathrm{keV}}$ théoriquement ou par comparaison avec le facteur expérimental $f_{129\ \mathrm{keV}}$ on devrait trouver $f_{73\ \mathrm{keV}} > 27$ % alors que la valeur expérimentale maximum admissible est de 10 %.

La valeur expérimentale pour ^{119}Sn [4] et ^{182}W est également inférieure à la valeur théorique.

Il semble donc que dans tous les cas étudiés jusqu'à présent la théorie de Lamb [5] donne des probabilités f plus fortes que les valeurs expérimentales quand la durée de vie de l'état excité est supérieure au temps de désexcitation du réseau. Par contre dans le cas de ^{191}Ir de période voisine de 10^{-10} seconde les valeurs expérimentales de f et de f' sont notablement supérieures à l'estimation théorique. Dans ce dernier cas l'émission du rayonnement γ pourrait se produire à partir du noyau d'un atome placé dans un réseau encore excité par l'émission d'un électron de conversion provenant de la désexcitation du niveau supérieur.

Dans le cas de ^{193}Ir la vie moyenne relativement longue conduit à une largeur de niveau très étroite, aussi pouvait-on espérer observer le dédoublement de la raie d'absorption dû à un effet Zeeman nucléaire. Dans ce but la même expérience d'absorption a été répétée en plaçant l'absorbant dans un champ magnétique de 18 000 œrsteds. L'effet du champ magnétique n'ayant pas pu être mis en évidence, on en conclut que la valeur du moment magnétique du noyau de ^{193}Ir dans son état excité de 73 keV est inférieure à 2 magnétons de Bohr.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Mössbauer (R. L.), *Z. Physik*, 1958, **151**, 124.
[2] Craig (P. P.) et al., *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **3**, 221.
[3] Lee (L. L.) et al., *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **3**, 223.
[4] Barloutaud (R.) et al., *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **150**, 319.
[5] Lamb (W. E.), *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 190.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 291.

DIFFUSION RÉSONNANTE NUCLÉAIRE DE PHOTONS PAR LE NIVEAU DE 1,01 MeV DE ^{27}Al

Par V. J. VANHUYSE et G. J. VANPRAET,
Centre de Physique Nucléaire, Université de Gand, Belgique.

Résumé. — Le spectre de freinage d'un accélérateur linéaire d'électrons de 2,5 MeV a été employé pour détecter la diffusion résonnante nucléaire de photons par le niveau de 1,01 MeV de ^{27}Al. La méthode expérimentale pour déterminer la vie moyenne τ de cet état est basée sur le principe de « self indication ». On a trouvé $\tau = (4,1)^{+2,9}_{-1,6} \times 10^{-14}$ s.

Abstract. — The bremsstrahlung spectrum of 2.5 MeV electrons of a linear accelerator has been used to observe the nuclear resonant scattering of photons by the 1.01 MeV excited state of ^{27}Al. A self-indication method was used to define the mean life τ of this level. We found $\tau = (4.1^{+2.9}_{-1.6}) \times 10^{-14}$ s.

1. **Introduction.** — Le spectre de freinage de l'accélérateur linéaire d'électrons de 5 MeV de l'Université de Gand a été employé comme source de photons continue pour exciter et étudier le niveau de 1,01 MeV de ^{27}Al. Le schéma de désintégration est donné par la figure 1. On a négligé l'embranchement de 2 % vers le niveau 1/2$^+$ de 0,84 MeV.

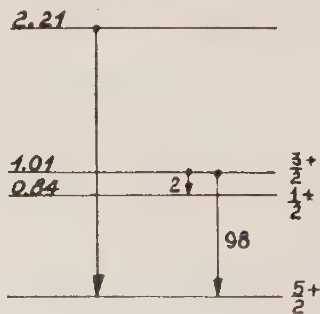


Fig. 1. — Schéma de désintégration.

2. **Dispositif expérimental.** — Le dispositif expérimental est donné par la figure 2. Les électrons sortant de l'accélérateur sont analysés en énergie par un système de déflection achromatique. La résolution est à peu près 3 %. Comme énergie on a pris 2,5 MeV. Un moniteur à émission secondaire (M. E. S.) et un intégrateur de courant du type de Brown et Tautfest [1] nous donnent un moyen de normalisation pour chaque mesure. Les électrons traversent une fenêtre très mince d'aluminium, frappent une cible de plomb de 0,14 mm et sont ensuite balayés par un aimant permanent. Le spectre de photons diffusés est détecté sous un angle de 120° par un cristal (NaI(T1)) de 1,5″ de

diamètre et de 1″ d'épaisseur, proprement protégé des rayonnements parasites par du plomb. Un écran de plomb de 1,0 cm est placé devant le cristal pour absorber une grande partie des photons de faible énergie. Le photomultiplicateur est connecté à un spectromètre à un canal. On a été obligé de travailler à une cadence assez lente pour éviter un empilement de photons, vu que la durée des impulsions de la machine est 1,4 μs. La fréquence de répétition est 250.

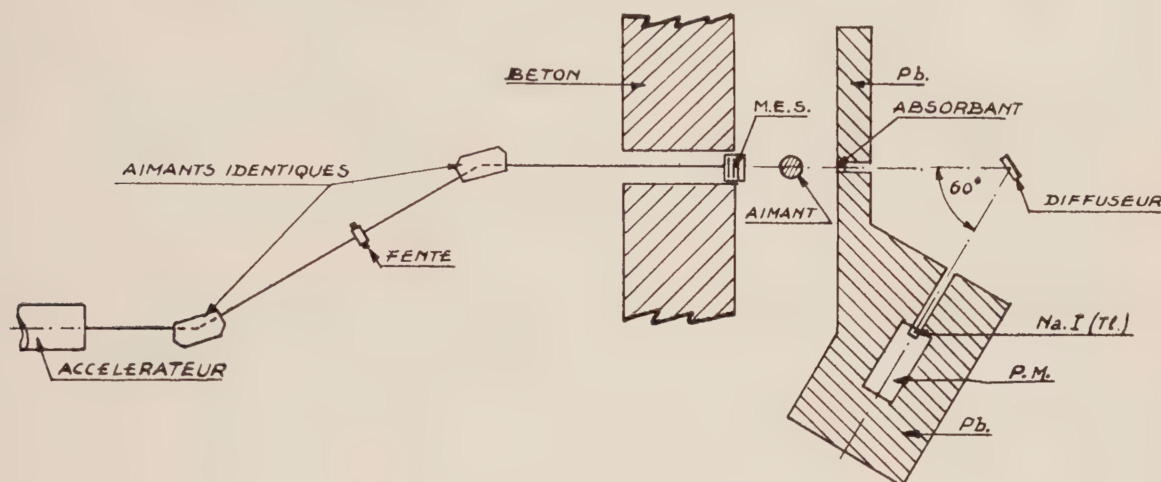


Fig. 2. — Dispositif expérimental.

3. **Observations et résultats.** — La figure 3 montre le spectre de photons diffusés par une cible d'Al, d'une épaisseur de 2,5 cm placée de façon que la normale sur la cible forme un angle

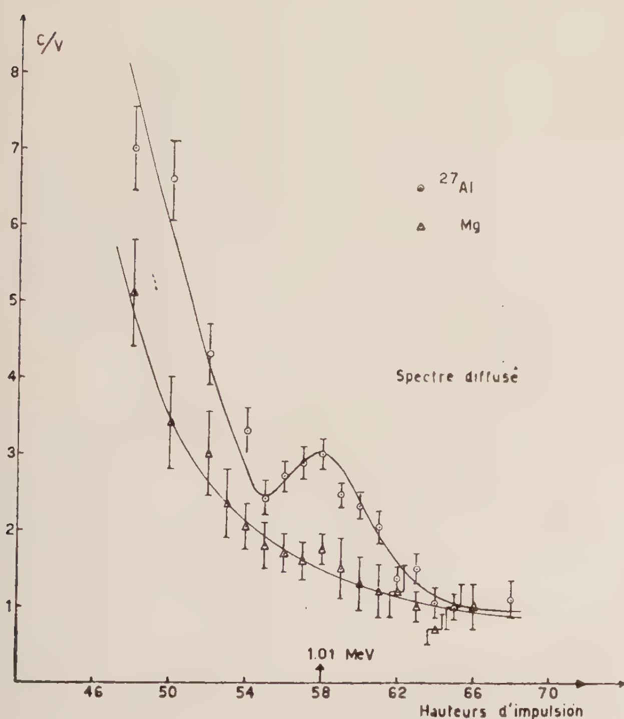


Fig. 3. — Spectre diffusé.

$\alpha = 30°$ avec la direction du faisceau incident. En ordonnée on a mis le nombre d'impulsions par volt sur le condensateur de 0,1 μF de l'intégrateur de courant connecté au M. E. S. Puisqu'on a employé du Mg naturel comme diffuseur faux et comme absorbant faux, il était nécessaire de contrôler s'il n'y avait pas de diffusion résonnante dans la même région d'énergie due au 10 % de ^{25}Mg qui a un état excité de 0,98 MeV. Sur la figure 3 on voit aussi le spectre diffusé par 4,0 cm de Mg placé dans les mêmes conditions géométriques que le diffuseur d'Al. On voit qu'il n'y a sûrement pas une contribution tangible de diffusion résonnante. Le bruit de fond, mesuré sans diffuseur est négligeable.

La détermination de la vie moyenne du niveau étudié a été faite au moyen d'une méthode de « self-indication ». Si l'on met un absorbant d'une épaisseur d dans le faisceau primaire des photons le taux de comptage dû à la diffusion résonnante par un diffuseur d'une épaisseur t d'une matière identique à celle de l'absorbant est donné par

$$Y_0 = K\,I \int \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_r(E) + 2\sigma} \left[1 - \exp\left[-(\sigma_r(E) + 2\sigma)\right] \frac{Nt}{\cos\alpha}\right] . \exp\left[-[\sigma_r(E) + \sigma]\, Nd\right] \mathrm{d}E \quad (1)$$

où K est une constante géométrique, I est le spectre de photons incidents, considéré comme indépendant de l'énergie dans la région qui nous intéresse,

$\sigma_r(E)$ la section efficace pour diffusion résonnante, σ la section efficace d'absorption non résonnante et N le nombre de noyaux par centimètre cube. Si on remplace l'absorbant d'Al par un absorbant de Mg, on obtient :

$$Y_1 = KI \int \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_r(E) + 2\sigma} \left[1 - \exp\left[-(\sigma_r(E) + 2\sigma)\right] \frac{Nt}{\cos \alpha}\right] . \exp\left[-\sigma' N' d'\right] dE \quad (2)$$

où σ', N' et d' sont les valeurs analogues de σ, N et d pour le nouvel absorbant.

On a

$$\rho = \frac{Y_1 - Y_0}{Y_1} = 1 - \frac{\int \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_r(E) + 2\sigma} \left[1 - \exp\left[-(\sigma_r(E) + 2\sigma)\right] \frac{Nt}{\cos \alpha}\right] \exp\left[-\sigma_r(E)\, Nd\right] dE}{\int \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_r(E) + 2\sigma} \left[1 - \exp\left[-(\sigma_r(E) + 2\sigma)\right] \frac{Nt}{\cos \alpha}\right] dE} \quad (3)$$

si $\sigma Nd = \sigma' N' d'$ et si σ est considéré constant.

Si $\Delta \gg \Gamma$ la section efficace σ_r est donnée par

$$\sigma_r(E) = \sigma_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma}{\Delta} \exp\left[\left(\frac{E - E_R}{\Delta}\right)^2\right]. \quad (4)$$

où $\sigma_0 = g\, 2\pi\, \lambda\!\!\!^{-2}$, $g = \frac{2J - 1}{2J_0 - 1} = \frac{2}{3}$. Γ est la largeur du niveau, E_R est l'énergie de résonance. Δ est la largeur Doppler donnée par

$$\Delta = E_R \sqrt{\frac{2kT_{eff}}{Mc^2}} = 1{,}51 \text{ eV}.$$

(M = masse du noyau, k = constante de Boltzmann, T_{eff} = température effective légèrement différente de la température réelle, et calculée d'après Lamb [2]). La valeur de ρ a été déterminée de la façon suivante. On a compté avec une largeur de voie couvrant presque tout le pic de résonance les impulsions dans les conditions suivantes :

A = diffuseur : Al,	absorbant :	Al
B = » : Al,	» :	Mg
C = » : Mg,	» :	Mg.

Les absorbants d'Al et de Mg sont respectivement 2,0 et 3,0 cm ce qui donne à peu près la même absorption non résonnante. Nous mettons A_1, B_1 et C_1 pour le nombre d'impulsions par volt, compté dans les conditions A, B et C respectivement. Nous avons aussi déterminé A_2, B_2 et C_2 qui sont les valeurs correspondantes à A, B et C mais mesurées à droite du pic. Les diffuseurs ont été choisis de façon qu'ils donnent à peu près les mêmes valeurs absolues pour le spectre non résonnant.

Dans ces conditions on peut montrer que

$$\rho = \frac{1 - A_1 B_2 / A_2 B_1}{1 - C_1 B_2 / C_2 B_1}. \quad (5)$$

On a trouvé comme valeur expérimentale $\rho = 0{,}67 \pm 0{,}21$.

L'expression (3) a été calculée numériquement pour quelques valeurs de Γ ce qui permet de tracer une courbe $\rho(\Gamma)$ d'où l'on a trouvé

$$\Gamma = (1{,}6^{+1{,}0}_{-0{,}7})\ 10^{-2} \text{ eV}.$$

Ceci correspond à une vie moyenne

$$\tau = (4{,}1^{+2{,}9}_{-1{,}6}) \times 10^{-14} \text{ s}.$$

Remarquons encore que lors d'un premier essai d'observer la diffusion résonnante du niveau considéré, fait il y a à peu près un an, on a trouvé $\Gamma = 1{,}5 \times 10^{-2}$ eV, en utilisant un spectre analogue à celui de la figure 3 et en tenant compte de la géométrie, du spectre de freinage, et de l'efficience du cristal. Ceci est donc bien en accord avec la valeur obtenue maintenant ; accord même trop bon, vu les grandes incertitudes sur les valeurs utilisées pour les grandeurs nommées.

Nous remercions vivement M. le Pr J. Verhæghe de nous avoir encouragés à poursuivre ce travail. Notre reconnaissance va également à l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires grâce auquel cette recherche a pu être effectuée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Brown (K. L.) et Tautfest (G. W.), *Rev. Sc. Instr.*, 1956, **27**, 696.

[2] Lamb (W. E.), *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 190.

DIFFUSION ET ABSORPTION RÉSONNANTE DES PHOTONS DE FREINAGE

Par A. BUSSIÈRE DE NERCY et M. LANGEVIN,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — La diffusion résonnante des photons par le carbone et le magnésium a été étudiée avec un faisceau de photons de freinage produit par un bétatron. On a étudié la diffusion résonnante par le niveau de 15,1 MeV de ^{12}C. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux des autres auteurs. La même méthode permet d'observer la diffusion résonnante par un niveau de 10,5 MeV de ^{24}Mg. La distribution angulaire du rayonnement émis est en accord avec une transition dipolaire. La mesure de la section efficace d'absorption à la résonance permet de fixer la largeur totale du niveau et la largeur partielle d'émission γ.

Abstract. — The resonance nuclear scattering of γ rays by carbon and magnesium has been studied using the bremsstrahlung beam of a betatron. We first studied the resonance scattering by the 15.1 MeV level in ^{12}C. The results are in good agreement with previous experiments. With the same method we can observe the resonance scattering by a 10.5 MeV level in ^{24}Mg. The angular distribution of scattered photons is predominantly dipole. The peak absorption cross-section is determined and permits the radiative width to the ground state and the total level width to be obtained.

La diffusion et l'absorption résonnante des photons par le carbone et le magnésium ont été étudiées avec le faisceau de photons de freinage produit par le bétatron du laboratoire de Synthèse Atomique du Centre National de la Recherche Scientifique.

Le dispositif expérimental (fig. 1) comprend deux collimateurs en plomb et en fer qui définissent un faisceau de 3 cm de diamètre sur la cible, un aimant permanent destiné à éliminer les électrons du faisceau ; une enceinte vidée évite la diffusion des photons par l'air ; une protection en béton et paraffine sépare le bétatron de la salle d'expérience et le faisceau est arrêté par un piège en béton et paraffine. Les photons sont détectés par un cristal de INa(Tl) de 12,5 cm de diamètre et 15 cm de long, protégé par 10 cm de plomb et 5 cm de paraffine borée, pouvant tourner autour de la cible de 40° à 140° par rapport au faisceau incident. On se place en général à 140° pour diminuer l'effet des diffusions électroniques prépondérantes vers l'avant ; un filtre de 6 cm de diamètre et 10 cm d'épaisseur de plexiglass placé devant le cristal permet d'arrêter les électrons et d'éviter l'empilement des impulsions correspondant à des photons de faible énergie.

L'énergie du bétatron est rigoureusement proportionnelle au courant d'excitation commandé par un potentiomètre hélicoïdal. L'étalonnage en valeur absolue a été effectué avec le seuil de la réaction : $^{12}C(\gamma, n)\,^{11}C$ de $18{,}73 \pm 0{,}03$ MeV [1].

L'intensité du faisceau est mesurée par une chambre d'ionisation à parois épaisses de graphite [2]. La mesure du flux se fait par intégration du courant de cette chambre. On obtient une bonne précision sauf pour les flux faibles car le courant résiduel dû aux fuites et à l'activation du carbone et de l'aluminium de la chambre, devient alors relativement important. Pour les mesures absolues, il faut introduire une correction tenant compte de ce courant résiduel et des dimensions du faisceau frappant la chambre. Les résultats obtenus sont en accord avec des mesures faites avec une chambre Victoreen. Le spectre en énergie du faisceau de photons a été obtenu à partir des tables de Penfold et Leiss [3].

L'appareillage électronique utilisé est représenté schématiquement sur la fig. 2. Les impulsions du détecteur sont analysées par un sélecteur d'amplitude à 50 canaux. Une porte commandée par le courant d'expansion de bétatron ne laisse passer les impulsions que pendant le passage du faisceau, ce qui réduit considérablement le mouvement propre. L'intégrateur commande le comptage des impulsions. Malgré une mise en forme des impulsions (1 μs), on ne peut admettre plus de 50 impulsions par seconde pour éviter les empilements ; ceci conduit à diminuer dans certains cas l'intensité du bétatron.

Le détecteur est étalonné avec les photons de 4,43 MeV d'une source de Po-α-Be et ceux de 15,1 MeV obtenus par diffusion résonnante par de ^{12}C.

Le mouvement propre en l'absence de cible a été rendu négligeable dans la plupart des expériences grâce aux différentes protections et à l'enceinte vidée. On peut tenir compte de la diffusion non résonnante par comparaison avec une cible de numéro atomique voisin.

On a observé la diffusion résonnante par le niveau de 15,1 MeV de ^{12}C déjà étudiée par ailleurs [4], [5]. Le spectre obtenu avec un faisceau

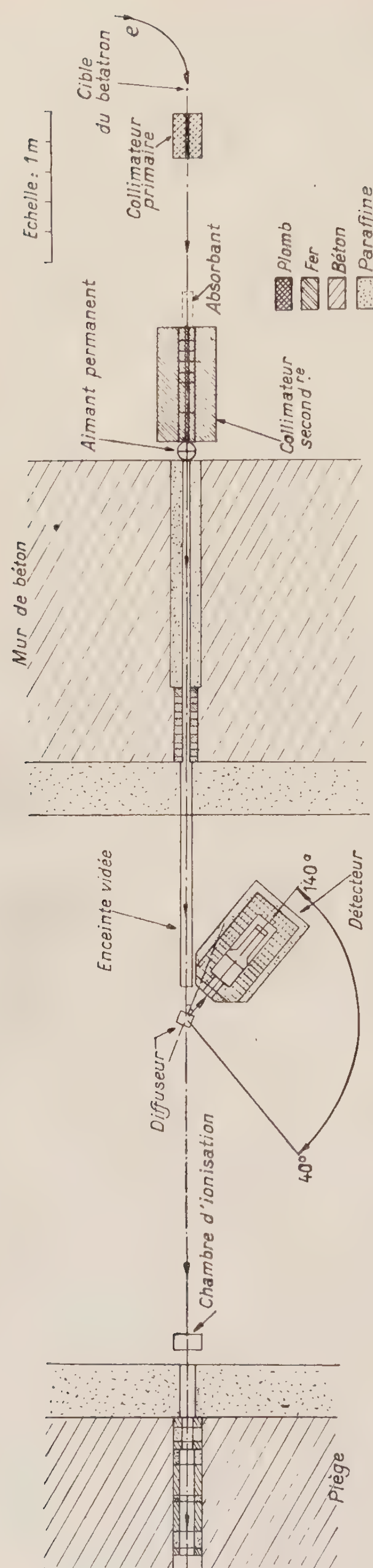


Fig. 1.

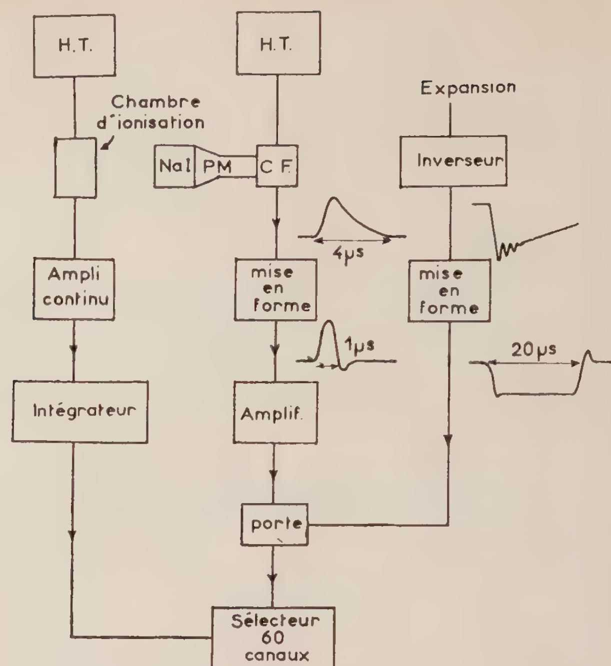


Fig. 2.

d'énergie maximum 12,5 MeV et une cible de graphite de 40 mm d'épaisseur est représenté figure 3.

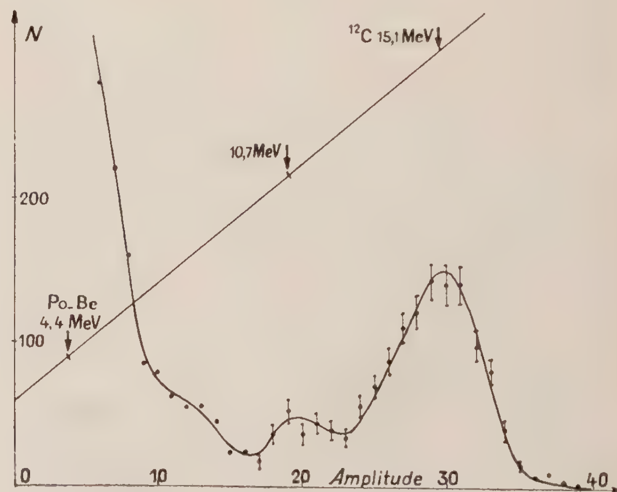


Fig. 3.

En analysant [5], [6] les résultats obtenus avec des cibles d'épaisseurs différentes, on obtient en tenant compte de l'élargissement Doppler, la section efficace d'absorption à la résonance $\sigma_a^0 = 25 \pm 4$ barn. Ceci conduit à une largeur partielle correspondant à l'émission d'un photon vers l'état fondamental $\Gamma_{\gamma 0} = 56 \pm 11$ eV et une largeur totale $\Gamma = 72 \pm 14$ eV. D'après le spectre obtenu on peut fixer une limite supérieure de la largeur partielle correspondant à l'émission d'un photon vers le premier état excité de 4,43 MeV

de ^{12}C, $\Gamma_{\gamma 1} \leqslant 6,5$ eV. La section efficace intégrée est donc $\int \sigma_d \, dE = \frac{\pi}{2} \sigma_a^0 \Gamma_{\gamma 0} = 2,2 \pm 0,5$ MeV.mb en accord avec la valeur expérimentale [7].

Le même phénomène a pu être mis en évidence en étudiant la diffusion du faisceau par une cible de magnésium. On a pu, en faisant varier l'énergie du bétatron, déterminer l'énergie du niveau excité $E_0 = 10,5 \pm 0,14$ MeV [7]. La distribution angulaire des photons diffusés a été observée pour un angle variant de 40° à 140° par rapport au faisceau incident [6]. Cette distribution angulaire, figure 4, présente un caractère dipolaire prépondérant, ce qui correspond à un spin $J = 1$ pour ce niveau.

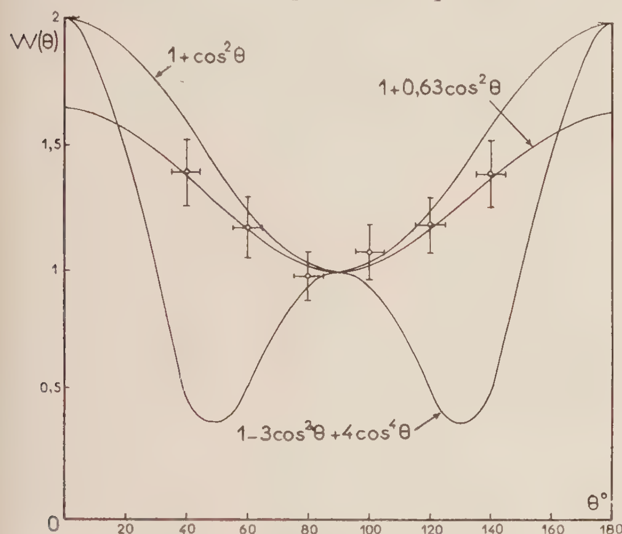


Fig. 4.

La distribution angulaire étant identique à la corrélation angulaire entre deux photons en cascade, la courbe théorique $W(\theta) = 1 + \cos^2 \theta$ correspond à la cascade $(0 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$ et la courbe $W(\theta) = 1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta$ à la cascade $(0 \rightarrow 2 \rightarrow 0)$. Mais comme la résolution du détecteur ne permet pas de séparer les raies de 10,5 MeV vers l'état fondamental $J = 0^+$ et de 9,1 MeV vers le premier état excité $J = 2^+$ [8] on doit avoir théoriquement une superposition de ces deux transitions avec les intensités respectives 3/5 et 2/5 ce qui conduit à la valeur de

$$W(\theta) = 1 + 0,63 \cos^2 \theta$$

correspondant à

$$\left[\frac{3}{5}(0 \rightarrow 1 \rightarrow 0) + \frac{2}{5}(0 \rightarrow 1 \rightarrow 2)\right].$$

Les résultats expérimentaux semblent confirmer cette hypothèse. L'étude de la réaction ^{23}Na (d, n) ^{24}Mg donne la parité + pour ce niveau [9].

Des mesures ont été effectuées pour des cibles d'épaisseurs différentes. L'analyse des résultats obtenus [6] détermine la section efficace à la résonance $\sigma_a^0 = g.4\pi\lambda\!\!\!^{-2}.\Gamma_{\gamma 0}/\Gamma$ (facteur statistique $g = (2Je + 1)/2\,(2Jf + 1)$; longueur d'onde rationalisée des photons $\lambda\!\!\!^{-} = hc/E_0$). On a aussi effectué des mesures d'autoabsorption pour différentes épaisseurs d'absorbant. L'analyse des résultats [6] détermine aussi la section efficace σ_a^0. Ces différentes mesures donnent

$$\sigma_a^0 = 7 \pm 2 \text{ barn}, \; \Gamma_{\gamma 0} = 180 \pm 50 \text{ eV}$$

et $\Gamma = 1,7 \pm 0,4$ keV. Si on tient compte de l'hypothèse précédente selon laquelle on a une superposition des transitions vers l'état fondamental et vers le premier état excité, on obtient par contre $\Gamma_{\gamma 0} = 110 \pm 30$ eV et $\Gamma = 1 \pm 0,3$ keV. La section efficace intégrée est

$$\int \sigma_d \, dE = 1,98 \pm 0,4 \text{ MeV.mb},$$

en accord avec la valeur expérimentale [7].

Les résultats obtenus pour le niveau de 15,1 MeV de ^{12}C sont en accord avec ceux des autres auteurs [4], [5]. La largeur $\Gamma_{\gamma 0} = 56 \pm 11$ eV est en accord avec la valeur théorique $\Gamma_\gamma(M_1) = 0,021\, E_\gamma^3 = 70$ eV, pour un niveau à particule indépendante [10]. Pour le niveau de 10,5 MeV de ^{24}Mg la largeur $\Gamma_{\gamma 0} = 110 \pm 30$ eV est supérieure à la valeur théorique $\Gamma_\gamma(M_1) = 24$ eV. La désexcitation de ce niveau par émission α vers l'état fondamental $J = 0^+$ de ^{20}Ne étant interdite, la largeur $\Gamma = 1 \pm 0,3$ keV est difficilement explicable même en supposant la désexcitation du niveau par plusieurs cascades vers différents niveaux excités de ^{24}Mg. Il n'est pas exclu que ce niveau appartienne à ^{26}Mg, ce qui correspondrait alors à $\sigma_a^0 = 48 \pm 10$ barn, $\Gamma_{\gamma 0} = 110 \pm 30$ eV et $\Gamma = 150 \pm 40$ eV.

Ce travail a été effectué au laboratoire de Synthèse atomique du C. N. R. S. Nous remercions M. le Professeur C. Magnan qui a bien voulu s'intéresser à cette étude.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Lagrange (J. M.), Thèse IIIe cycle, Paris, 1959.
[2] Schuhl (C.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 97 A.
[3] Penfold (A. S.) et Leiss (J. E.), « Analysis of photonuclear cross-sections », Physics Research laboratory, University of Illinois, 1958.
[4] Hayward (E.) et Fuller (E. G.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 991.
[5] Garwin (E. L.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 143.
[6] Bussière de Nercy (A.), *C. R. Acad. Sc.* (à paraître).
[7] Langevin (M.) et Bussière de Nercy (A.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 831.
[8] Endt (P. M.) et Braams (C. M.), *Rev. Mod. Physics*, 1957, **29**, 683.
[9] El Bedewi (A.) et El Whaab (M. A.), *Nucl. Physics*, 1957, **3**, 385.
[10] Warburton (E. K.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 595.

MESURES DE DIFFUSION ÉLASTIQUE D'ÉLECTRONS DE 28 MeV PAR LES NOYAUX LOURDS

Par J.-B. BELLICARD et P. BARREAU,
Section de Physique nucléaire à moyenne énergie C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous avons effectué une série de mesures sur la diffusion d'électrons de 28 MeV par les noyaux d'or et de bismuth. Les distributions angulaires des électrons diffusés nous ont permis de déterminer avec une précision de 2 % le rayon quadratique moyen des distributions de charge de ces deux noyaux. Nous obtenons pour le paramètre r_0 lié au rayon R d'une sphère homogène adoptée comme modèle de distribution de charge les valeurs suivantes : $r_0 = 1{,}17 \pm 0{,}02$ pour l'or et $r_0 = 1{,}15 \pm 0{,}03$ pour le bismuth ($R = r_0\,A^{1/3}.10^{-13}$ cm). Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus par la diffusion d'électrons d'énergie supérieure à 150 MeV.

Abstract. — We have made measurements of 28 MeV electron scattering by gold and bismuth nuclei. Angular distributions of scattered electrons have allowed us to determine the root mean square radius of the charge distribution of the two nuclei with a precision of two percent. For the parameter r_0 connected to the radius R of an homogeneous sphere considered as charge distribution model, we found the values : $r_0 = 1.17 \pm 0.02$ for gold, $r_0 = 1.15 \pm 0.03$ for bismuth. These results are in agreement with high energy electron scattering results.

(A paraître dans *Nuclear Physics.*)

RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES SUR UNE SOURCE DE PHOTONS MONOCHROMATIQUES PAR ANNIHILATION EN VOL DE POSITONS

Par J. MILLER, C. SCHUHL, G. TAMAS et C. TZARA
Section de Physique Nucléaire à Moyenne Energie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Le rendement d'une source de photons de spectre étroit et d'énergie variable, basée sur les propriétés de l'annihilation en vol des positons, est étudié. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les calculs.

Abstract. — The yield of a process for the production of photons with a narrow spectrum and of variable energy, based on the properties of the annihilation in flight of positons, is studied. The experimental results agree with calculation.

Introduction. — La mise à notre disposition de photons « monochromatiques », de spectre étroit et d'énergie continûment variable, est d'un intérêt primordial pour l'étude de l'interaction des photons avec les nucléons et les noyaux.

Le rendement a été calculé d'une source de tels photons obtenus en annihilant en vol des positons d'énergie définie, ces derniers étant produits à partir d'électrons de grande énergie issus d'un accélérateur [1].

Nous exposons les premiers résultats expérimentaux obtenus.

Avant de poursuivre, je me permettrai d'insister sur un point : pour les habitués des particules, un faisceau monocinétique est une affaire courante. Pour l'utilisateur de photons, il n'en est pas ainsi. Les seules sources de γ monochromatiques connues correspondent aux niveaux d'énergie des noyaux, donc sont variables en énergie de manière continue (1). Quant à la réaction ^{3}T(p, γ)^{4}He, elle permet d'obtenir des γ dont l'énergie est forcément supérieure à 19,7 MeV, de plus sa section efficace maximum est d'environ 10^{-29} cm²/stéradian, pour des protons d'environ 5 MeV. Nous pouvons faire varier l'énergie car $E_\gamma = Q + \frac{3}{4} E_p$ et, en outre par effet Döppler $\Delta E_\gamma / E_\gamma = (E_p / Mc^2) \cos \theta$.

Principe de la production des photons. — Des électrons d'énergie maximale E (grande par rapport à l'énergie des électrons au repos ($E_- \gg mc^2$)) frappent une cible d'un matériau lourd, d'épaisseur comparable au parcours des électrons. Ils provo-

(1) Ce n'est que dans le domaine des radiofréquences que l'on sait obtenir un rayonnement d'une fréquence prédéterminée.

quent des cascades principalement par rayonnement de freinage et création de paires.

Les électrons incidents sont convertis en photons et en paires $e^+ e^-$, ces dernières emportant une fraction non négligeable de l'énergie incidente. Les positons sortant ont un spectre d'énergie étalé jusqu'à $E_- - 2mc^2$ et une distribution angulaire très ouverte.

Un analyseur magnétique de grande transmission isole le faisceau de positons d'énergie E_+ bien définie. Ces positons rencontrent une cible d'un matériau léger où ils subissent des interactions : d'une part, avec les noyaux, donnant lieu à une émission de rayonnement de freinage ; d'autre part avec les électrons, donnant principalement de l'annihilation en deux photons.

Caractéristiques des photons monochromatiques. — Si, dans le système du centre masse, les

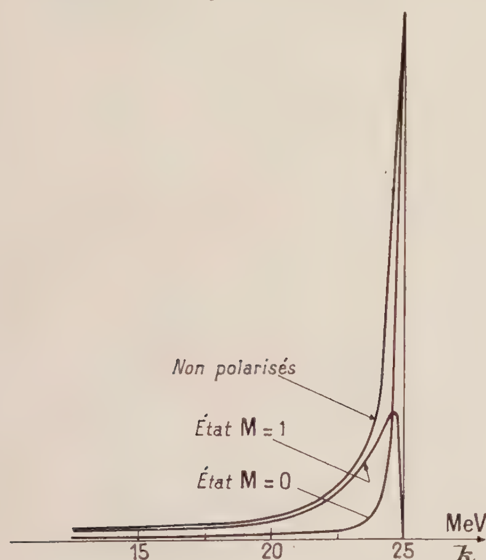


Fig. 1. — Forme du pic des photons monochromatiques dans le système du laboratoire.

deux gamma d'annihilation sont de même énergie, dans le système du laboratoire le spectre des photons est symétrique par rapport à $\frac{1}{2}(E_+ + mc^2)$ et il se concentre en deux pics situés approximativement à $\frac{1}{2}mc^2$ et à $(E_+ + \frac{1}{2}mc^2)$. Ces deux pics ont une largeur à mi-hauteur de $\frac{1}{2}mc^2$ pour $E_+ \gg mc^2$.

La figure 1 représente la forme du pic des photons monochromatiques calculée dans le système du laboratoire dans les cas où :

1) les positons et les électrons ne sont pas polarisés,

2) ils sont polarisés avec les spins parallèles : $m = 1$,

3) ils sont polarisés avec les spins antiparallèles : $m = 0$.

Les photons de haute énergie sont émis vers l'avant et la corrélation angle-énergie des photons permet, par réduction de l'angle solide d'observation de ceux-ci, de réduire à volonté la largeur du spectre d'énergie. Cette raie plus étroite est obtenue au prix d'une diminution du flux de photons.

Le spectre continu du rayonnement de freinage qui s'étend de 0 à $E_+ - mc^2$ devient, relativement au spectre d'annihilation, de plus en plus intense quand l'énergie augmente. Cependant, on peut en soustraire les effets en inversant le sens du champ magnétique dans l'analyseur. Les effets observés alors sont dus au rayonnement de freinage des électrons de même énergie qui, à l'approximation de Born, est identique à celui des positons.

Montage expérimental. — Le schéma de l'appareil en cours de montage est représenté sur la figure 2. A la sortie de l'accélérateur linéaire de

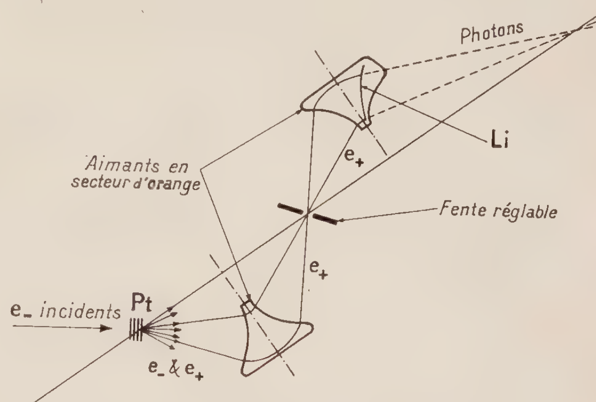


Fig. 2. — Schéma de l'appareillage.

Saclay (dont les caractéristiques sont 30 MeV pour 80 µA d'intensité moyenne) les électrons heurtent une cible de platine de 10 mm d'épaisseur. Un analyseur magnétique, constitué par deux secteurs d'orange permet de fournir des positons d'une énergie prédéterminée. L'avantage du secteur d'orange est son grand angle d'ouverture.

Une feuille de lithium de 2 à 3 mm d'épaisseur est placée dans le second aimant suivant la forme théorique que devrait avoir la pièce polaire pour focaliser les positons en un point (en négligeant les fuites magnétiques). De ce fait, les gamma d'annihilation produits sont concentrés en une tache dont la largeur est due à la distribution angulaire propre du rayonnement d'annihilation en vol. En changeant la position du lithium, on modifie la distance de focalisation des photons monochromatiques.

Naturellement, les photons circulent sous vide entre la cible de platine et la cible de lithium. Les

positons qui émergent de la cible de lithium sont déviés par le champ magnétique afin de supprimer le bruit de fond.

Résultats préliminaires. — La figure 3 représente les résultats obtenus [2] avec un analyseur magnétique dont la transmission était 500 fois plus petite que celle de l'appareil final. La dispersion en énergie des positons était $\Delta E_+/E_+ = 2.10^{-3}$ (soit 40 keV pour 20 MeV). Le courant moyen des électrons de l'accélérateur était limité à 4 μA et l'angle solide de réception des photons dans le spectromètre à cristal était réduit à $4,5.10^{-4}$ stéradian afin d'éviter les empilements.

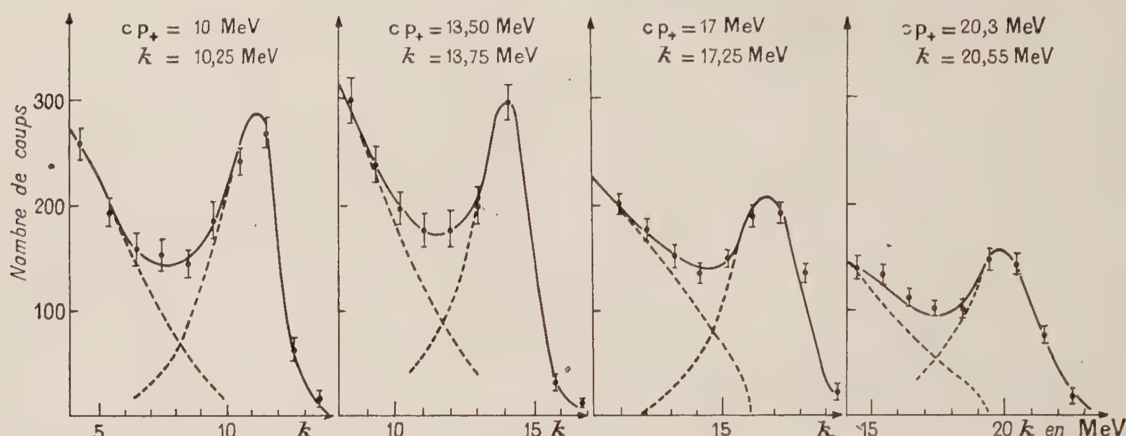


Fig. 3. — Évolution des spectres de photons étudiés avec un cristal de NaI en fonction de l'énergie des positons.

Dans ces conditions la largeur calculée du pic d'annihilation est de 0,4 MeV et varie peu avec l'énergie E_+.

Les champs réglés pour

$$E_+ = 10 \quad 13,5 \quad 17 \text{ et } 20,3 \text{ MeV}$$

correspondaient à des photons d'énergie

$$= 10,25 \quad 13,75 \quad 17,25 \text{ et } 20,55 \text{ MeV}.$$

La réponse spectrale du cristal est beaucoup plus large que le spectre des photons. Ceci nous interdit de vérifier la forme de la raie de photons monochromatiques.

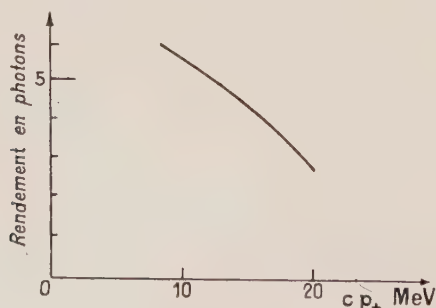


Fig. 4. — Rendement en photons d'annihilation pour un courant primaire de 4 μA d'électrons de 30 MeV.

Le rendement en photons d'annihilation en fonction de l'énergie des positons (pour les conditions expérimentales déjà indiquées) est calculé à partir de la surface du pic et du rendement du cristal à l'énergie considérée. Il est représenté sur la figure 4.

Ces résultats confirment approximativement les calculs. C'est-à-dire que, dans notre montage final (fig. 2), avec 50 μA d'électrons de 30 MeV, une énergie de positons fixée à $E_+ = 21$ MeV, une dispersion $\Delta E_+/E_+ = 10^{-2}$ et pour 3 mm de lithium, nous obtiendrons environ 3.10^{-6} annihilation par seconde.

Mesure de la largeur de la raie. — Le premier dispositif ne nous a pas permis de mesurer la forme de la raie de photons. Grâce à l'intensité plus grande que nous obtiendrons, nous pensons utiliser la diffusion élastique des γ sur le niveau de 15,11 MeV du carbone-12. En faisant varier l'énergie des positons autour de 15,11 MeV, la réponse obtenue aura la forme d'une isochromate du spectre de photons monochromatiques.

Utilisation du faisceau de photons monochromatiques. — Une fois les caractéristiques du faisceau de photons bien déterminées, nous nous proposons d'étudier la diffusion élastique et la diffusion inélastique des γ sur divers noyaux ainsi que la photodésintégration de noyaux légers.

RÉFÉRENCES

[1] Tzara (C.), *Rapport C. E. A.* n° 814, 1958.

[2] Miller (J.), Schuhl (C.), Tamas (G.) et Tzara (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 2543-2545.

ABSORPTION NUCLÉAIRE DES PHOTONS PAR ^{12}C ET ^{27}Al

Par G. TAMAS, J. MILLER, C. SCHUHL et C. TZARA,
Section de Physique nucléaire à moyenne énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'absorption nucléaire des photons par ^{12}C et ^{27}Al a été mesurée par transmission à l'aide d'un spectromètre à effet Compton. Les résultats obtenus sont comparés aux prévisions de diverses règles de somme. Certains faits intéressants semblent se dégager de cette comparaison et il importe d'accroître la précision des mesures.

Abstract. — A Compton spectrometer has been used for measuring by transmission the total absorption nuclear cross-section of ^{12}C and ^{27}Al. The results are compared with the predictions of various sum rules. Some interesting facts appear, but it is necessary to increase the precision of the measurements.

(*J. Physique Rad.*, à paraître.)

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 299.

ÉTUDE DES PHOTOPROTONS DE ^{93}Nb (1)

Par W. C. BARBER et V. J. VANHUYSE (2),
High Energy Physics Laboratory, Stanford University, Stanford, California, U. S. A.

Résumé. — Un spectromètre magnétique a été employé avec l'accélérateur linéaire d'électrons de 40 MeV de Stanford, pour étudier des photoprotons de ^{93}Nb. Des distributions d'énergie et angulaires et une courbe d'activation sont présentées et discutées.

Abstract. — A magnetic spectrometer has been used, together with the Stanford 40-MeV linear electron accelerator, to study photoprotons from ^{93}Nb. Energy and angular distributions and an excitation curve are presented and discussed.

Un spectromètre magnétique (3) a été employé avec l'accélérateur linéaire d'électrons de 40 MeV de Stanford, pour étudier les photoprotons de ^{93}Nb. Le dispositif expérimental est donné par la figure 1. Le spectromètre a un angle solide d'acceptance de 0,01 stérad. Il contient neuf détecteurs minces à scintillation qui se trouvent dans le plan focal, ce qui permet la mesure simultanée de différents intervalles d'énergie. La résolution d'énergie des différents compteurs varie entre 2,5 et 5,5 %. Pour réduire le bruit de fond, on a employé un discriminateur intégral des hauteurs d'impulsion, ce qui élimine aussi la plupart des photo-deutérons.

(1) Travail subventionné par l' « Office of Naval Research », la « U. S. Atomic Commission » et le « U. S. Air Force Office of Scientific Research ».

(2) Université de Gand (Belgique), Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires.

(3) Construit avec l'aide financière de la « Research Corporation ».

L'énergie des électrons E_0 est très facilement variable entre 10 et 40 MeV. Ceci permet de mesurer des courbes d'excitation. Le faisceau d'électrons traverse un émetteur secondaire (qui sert de moni-

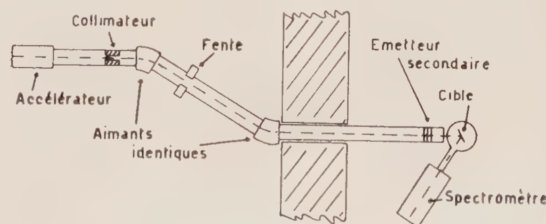


Fig. 1. — Dispositif expérimental.

teur), la fenêtre de la sortie de l'accélérateur et une fenêtre de la chambre de cible avant d'atteindre la cible même. De cette façon, le nombre de photons $n(E_0, k)$ d'énergie k est la somme du nombre

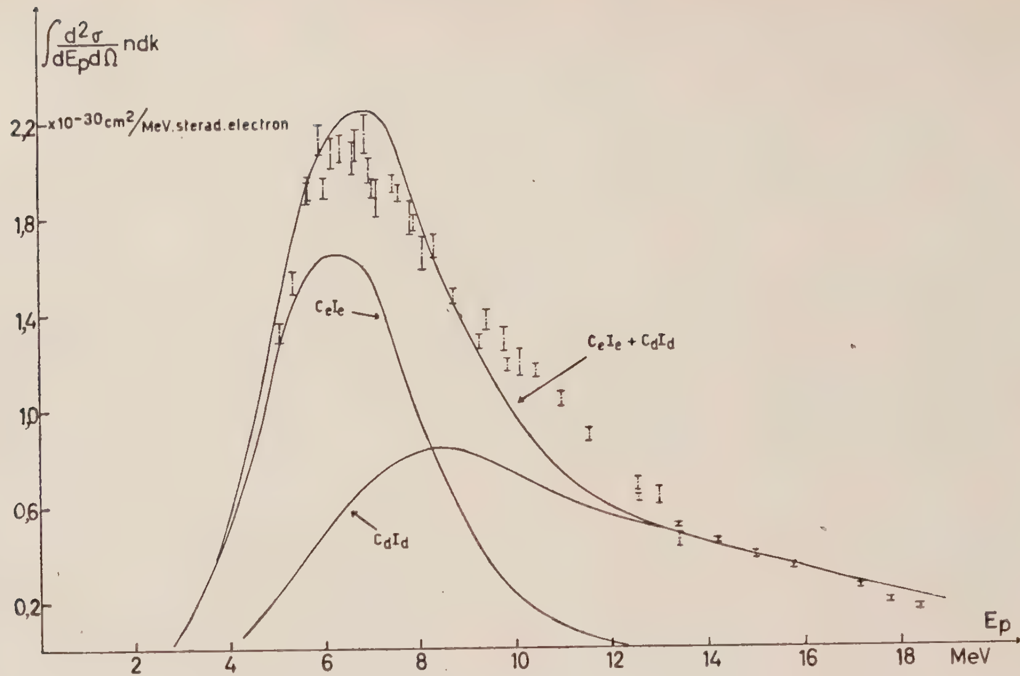


Fig. 2. — Distribution d'énergie. $E_0 = 40$ MeV, $\theta = 75°$.
$C_e\,I_e$ = distribution des protons évaporés. $C_d\,I_d$ = distribution des protons directs.

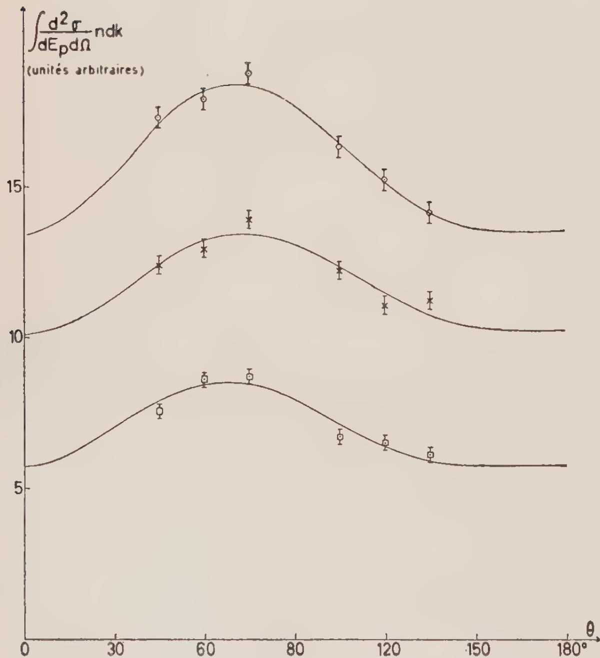


Fig. 3. — Distributions angulaires. $E_0 = 40$ MeV.
× $E_p = 5{,}05$ — $6{,}55$ MeV ;
$1 + 0{,}28 \sin^2 \theta (1 + 0{,}80 \cos \theta)$.
⊙ $E_p = 5{,}75$ — $7{,}45$ MeV ;
$1 + 0{,}31 \sin^2 \theta (1 + 0{,}99 \cos \theta)$.
⊡ $E_p = 7{,}05$ — $8{,}45$ MeV ;
$1 + 0{,}37 \sin^2 \theta (1 + 1{,}29 \cos \theta)$.

de photons réels n_γ (produits par le rayonnement de freinage dans l'émetteur secondaire, les fenêtres et la cible) et du nombre de photons virtuels n_e dans la cible. Il a été tenu compte de n_γ et de n_e dans le calcul de $n(E_0, k)$. Pour le calcul de n_e on a supposé qu'on avait des transitions E_1.

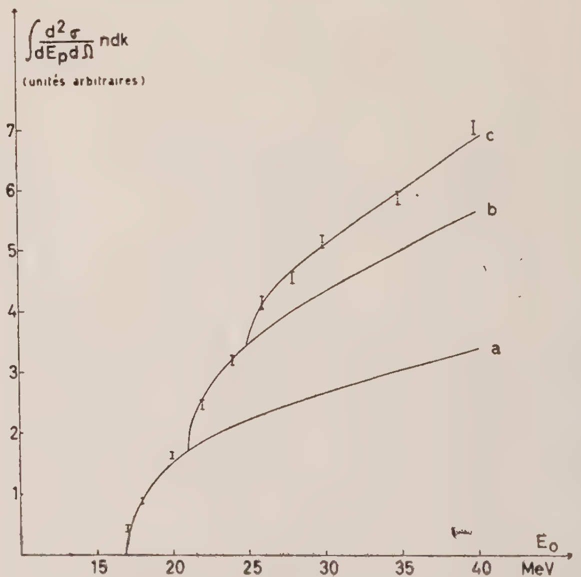


Fig. 4. — Fonction d'excitation. $\theta = 75°$.
a = isochromate de 17 MeV ;
b = somme d'isochromates de 17 et 21 MeV ;
c = somme d'isochromates de 17,21 et 25 MeV ;

Tout le matériel traversé par le faisceau est en aluminium (0,30 × 10^{-2} longueurs de radiation). L'épaisseur de la cible de Nb est 0,223 × 10^{-2} longueurs de radiation, ce qui représente 0,6 MeV pour les protons de 8 MeV.

La distribution d'énergie des photoprotons pour $E_0 = 40$ MeV et $\theta = 75°$ est donnée par la figure 2 (θ = angle entre la direction des électrons et la direction des protons). On a calculé la distribution d'énergie des protons évaporés I_e d'après la formule donnée par Dawson [1]. Pour la distribution des protons directs I_d, on a employé une approximation [2] provenant de la théorie de Courant [3].

Les courbes de la figure 2 représentent $C_e I_e$, $C_d I_d$ et $C_e I_e + C_d I_d$.

C_e et C_d ont été choisis de manière que $C_e I_e + C_d I_d$ s'accorde le mieux avec les points expérimentaux. Ceci conduit à 62 % de protons évaporés.

Employant les résultats des calculs de Rand [4] pour le Nb, nous avons trouvé les énergies de transitions E_t et les valeurs de E_p correspondantes pour les différentes transitions possibles. Les transitions conduisant à une section efficace $\int \sigma_{\gamma,p}(k)\mathrm{d}k$ importante sont données dans le tableau suivant :

Transition	E_t (MeV)	E_p (MeV)	Γ (MeV)	$\int \sigma_{\gamma p}(k)\,\mathrm{d}k$ MeV.bn
—	—	—	—	—
$1p^{1/2} - 2d^{3/2}$	20	10	3,7	0,056
$2p^{3/2} - 3s^{1/2}$	24	11	7,3	0,075
$1f^{5/2} - 2d^{3/2}$	28	10	3,7	0,037

$\int \sigma_{\gamma,p}(k)\,\mathrm{d}k$ a été trouvé en multipliant les valeurs de Rand pour la section efficace d'absorption $\int \sigma(k)\,\mathrm{d}k$ par $\Gamma/(2W + \Gamma)$ ce qui représente la probabilité d'émission directe du proton [5]. ($W = 1{,}5$ MeV, $\Gamma = 2k_p F \times (\hbar^2/M_p R)$, $k_p = (2M_p E_p)^{1/2}/\hbar$, R = rayon du noyau, M_p = masse du proton, F = pénétrabilité de la barrière de potentiel).

Remarquons qu'il y a effectivement un excès de protons autour de 11 MeV.

La distribution angulaire pour $E_0 = 40$ MeV de trois groupes d'énergie différents est donnée par la figure 3. Une petite correction différente pour chaque angle a été appliquée à cause de la variation du poids relatif de n_e et de n_γ par rotation de la cible. Les courbes ont été calculées avec la méthode des moindres carrés.

La grande part isotropique peut être attribuée aux protons évaporés. Cette part semble diminuer lentement quand E_p augmente, ce qui est en accord avec la séparation de I_d et I_e de la figure 2. Que la variation ne soit pas plus vite peut être expliqué par le fait que parmi les protons directs, il y en a un assez grand nombre provenant de la transition $2p_{3/2} - 3s_{1/2}$. Les protons sont distribués légèrement vers l'avant.

La figure 4 donne la fonction d'excitation pour des protons de 5,75 à 7,45 MeV, mesuré pour $\theta = 75°$. Nous avons réussi à trouver un accord assez satisfaisant avec la somme de trois isochromates. Les isochromates de 17,21 et 25 MeV ont respectivement des amplitudes relatives de 100, 93 et 64. Tout ceci s'accorde assez bien avec le tableau, si l'on considère l'énergie des protons observés qui est à peu près 4 MeV de moins que les valeurs calculées.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Dawson (W. K.), *Canad. J. Phys.*, 1956, **34**, 1480.
[2] Toms (M. E.) et Stephens (W. E.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 362.
[3] Courant (E. D.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 703.
[4] Rand (S.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 208, et University of California thesis, 1956.
[5] Wilkinson (D. H.), *Physica*, 1956, **22**, 1039.

MOUVEMENT COLLECTIF DANS LA RÉSONANCE GÉANTE PHOTONUCLÉAIRE (1)

Par M. FABRE DE LA RIPELLE,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — On donne une justification quantique du modèle collectif de Goldhaber et Teller pour la résonance géante photonucléaire utilisant le potentiel phénoménologique nucléon-nucléon de Gammel et Thaler et les facteurs de forme nucléaire. On en déduit : 1) l'énergie de la résonance géante ; 2) l'énergie de dédoublement pour des noyaux déformés ; 3) la section efficace d'excitation du mouvement collectif pour des protons en approximation de Born.

Abstract. — A quantum mechanical justification of the Goldhaber and Teller collective model is given for the photonuclear giant resonance using the Gammel-Thaler potential and experimental nuclear form factors. One finds thus : 1) the energy of the giant resonance ; 2) the energy of splitting for deformed nuclei ; 3) the cross section for excitation of collective motion by protons within the Born approximation.

L'étude des réactions photonucléaires a montré l'existence d'une résonance géante pour les sections efficaces des réactions (γ, n) et (γ, p), l'énergie du maximum de la résonance décroissant continuement de 22 MeV à 14 MeV lorsque l'on passe des noyaux légers aux noyaux lourds.

La largeur de la résonance varie autour d'une valeur moyenne de 5 MeV et la section efficace intégrée sur toute la résonance varie en gros comme $0{,}06\,(NZ/A)$ MeV-barn.

Pour expliquer cet ensemble de résultats, Goldhaber et Teller [2] ont imaginé un modèle collectif dans lequel l'ensemble des protons oscille par rapport à l'ensemble des neutrons, chaque ensemble étant figuré par une sphère indéformable. Les forces n-p étant attractives, le mouvement collectif est un petit mouvement autour d'une position d'équilibre au sens classique du terme. Appliquant la théorie des petits mouvements et se limitant au premier terme, on obtient un potentiel d'oscillateur. Le mouvement collectif peut alors être représenté par un mouvement relatif des centres de masse des protons et des neutrons dans un potentiel d'oscillateur. L'amplitude du mouvement est obtenue en écrivant que l'énergie potentielle est égale à l'énergie totale de l'oscillateur dans l'état fondamental

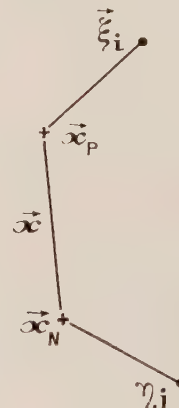
$$(1/2)\, M\, \omega^2\, x_0^2 = (3/2)\, \hbar\omega$$

$\boldsymbol{x}$ désigne la coordonnée collective distance entre les centres de masse de protons et des neutrons, $M = (NZ/A)m$ la masse réduite dans le mouvement collectif, $\hbar\omega$ est l'énergie d'excitation dipolaire correspondant à l'énergie E_m du maximum de la résonance.

Utilisant les valeurs expérimentale de E_m on trouve

$$x_0 = 1{,}34 \text{ F pour } {}^{12}\text{C} \quad R = 3 \text{ F}$$
$$x_0 = 0{,}39 \text{ F pour } {}^{238}\text{U} \quad R = 8 \text{ F}.$$

On voit que pour les corps lourds l'approximation des petits mouvements est justifiée, l'amplitude du mouvement collectif étant de l'ordre du 1/20 des dimensions nucléaires. Nous allons tenter une justification quantique du modèle. Pour cela on traite séparément les neutrons et les protons, et on écrit l'hamiltonien nucléaire en fonction de la coordonnée collective $\boldsymbol{x}$ et des coordonnées intrinsèques $\boldsymbol{\xi}_i$ des protons et $\boldsymbol{\eta}_j$ des neutrons par rapport à leur centre de masse respectif.



La variable collective n'apparaît que dans l'énergie cinétique et le potentiel n-p.

On admet que l'on peut séparer le mouvement collectif fonction uniquement de $\boldsymbol{x}$, du mouvement intrinsèque fonction des $(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta})$ et que la fonction d'onde nucléaire s'écrit comme un produit

$$\psi(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta}) = \varphi(\boldsymbol{x})\, \psi(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta})$$

$\psi(\xi, \eta)$ étant solution propre de l'hamiltonien

$$T(\xi, \eta) + V_{pp}(\xi) + V_{nn}(\eta) + \overline{V}_{np}(\xi, \eta)$$

et $\varphi(x)$ solution de

$$[T(x) + W(x)]\, \varphi(x) = \varepsilon \varphi(x)$$

où on définit $\overline{V}_{np}(\xi, \eta)$ comme une moyenne sur la partie collective :

$$\overline{V}_{np}(\xi, \eta) = < \varphi(x) | V_{np}(x, \xi, \eta) | \varphi(x) >$$

et le potentiel collectif

$$W(x) = < \psi(\xi, \eta) | V_{np}(x, \xi, \eta) - \overline{V}_{np}(\xi, \eta) | \psi(\xi, \eta) >$$

de manière que l'hamiltonien de perturbation

$$H = V_{np}(x, \xi, \eta) - \overline{V}_{np}(\xi, \eta) - W(x)$$

satisfasse aux conditions :

$$< \varphi | H | \varphi > = 0 \qquad < \psi(\xi, \eta) | H | \psi(\xi, \eta) > = 0.$$

Les termes de mélange que l'on néglige correspondent alors à des termes ayant une énergie située à plus de $2E_m \simeq 35$ MeV au-dessus du niveau fondamental.

L'excitation de la résonance géante se réduit à l'excitation du mode collectif, $\varphi(x)$ passant de l'état fondamental $\varphi_0(x)$, $l = 0$ au premier état excité $\varphi_1(x)$ où $l = 1$.

Pour obtenir le potentiel d'oscillateur, on ne s'intéresse dans $W(x)$ qu'au terme en x^2.

Développant $V_{np}(x, \xi, \eta)$ en intégrale de Fourier, la partie non constante de $W(x)$ s'écrit

$$W_1(x) = NZ \int v_{np}(k) \, (e^{i\mathbf{kx}} - 1) \, F_N(k) \, F_P(k) \, d^3 k$$

où on admet que $\psi(\xi, \eta)$ peut se mettre sous la forme d'un produit $\psi_P(\xi) \, \psi_N(\eta)$ ce qui est plus général que le modèle à particule indépendante.

F_P et F_N désignent respectivement les facteurs de forme intrinsèque des protons et des neutrons.

Utilisant l'approximation $F_N = F_P$ et nous limitant au premier terme du développement en x on obtient un potentiel d'oscillateur. Identifiant le coefficient du terme en x^2 avec $(1/2) \, M\omega^2$ on obtient la valeur de ω lié à l'énergie du maximum de la résonance géante par $E_m = \hbar\omega$.

Utilisant comme facteur de forme celui d'une densité uniforme dans une sphère de rayon $R = r_0 A^{1/3}$, pour potentiel celui de Gammel et Thaler [3] pondéré : 3/4 d'état triplet et 1/4 d'état singulet, on obtient une valeur de E_m fonction uniquement de r_0, la dépendance étant en $1/r_0^2$.

La force tenseur donne une contribution négligeable du fait que neutrons et protons se groupent

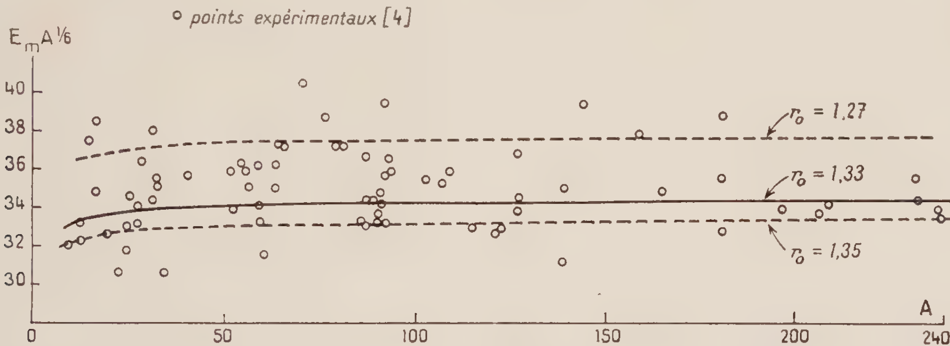


FIG. 1. — Courbes donnant $E_m \, A^{1/6}$ en fonction de A pour diverses valeurs de r_0. La plus grande partie des points expérimentaux se situent entre les courbes relatives à $r_0 = 1{,}27$ Fermi et $r_0 = 1'35$ Fermi.

en moyenne par pair de spin opposés. Le couplage spin-orbite donne aussi une contribution négligeable, faisant intervenir la somme des spins des protons et des neutrons.

La figure 1 donne les courbes théoriques relatives à $r_0 = 1{,}27$; 1,33 et 1,35 F ; les erreurs expérimentales sur E_m sont de l'ordre de $\pm$ 1 MeV ce qui correspond à $\pm$ 2 pour $E_m \, A^{1/6}$. On voit en gros que E_m varie comme $A^{-1/6}$, et que les résultats sont compatibles avec une valeur de $r_0 = 1{,}3$ F.

Pour éliminer le paramètre r_0 résultant du choix d'un facteur de forme correspondant à une densité uniforme, on a fait le calcul en utilisant le facteur de forme donné par les expériences de diffusion élastique à grande énergie des électrons sur ^{12}C et ^{16}O [4] ; on peut alors obtenir le facteur de forme intrinsèque en opérant une correction qui tient compte de ce que le facteur de forme donné par la diffusion est le produit des facteurs de forme intrinsèque et collectif. On obtient alors :

$$E_m(^{12}C) = 22{,}6 \text{ MeV} \qquad E_m(^{16}O) = 21{,}25 \text{ MeV}$$

pour des valeurs expérimentales

$$E_m(^{12}C) \simeq 22 \text{ MeV} \qquad E_m(^{16}O) \simeq 21{,}5 \text{ MeV}.$$

Jusqu'ici nous avons utilisé des facteurs de forme à symétrie sphérique. Lorsque le noyau est déformé le facteur de forme et le potentiel collectif ne possèdent plus la symétrie sphérique. Pour une déformation ellipsoïdale, le potentiel collectif est celui d'un oscillateur anisotrope possédant un grand axe et un petit axe. On obtient alors une séparation de l'énergie de résonance en deux composantes, l'énergie la plus basse correspondant au plus grand axe. La courbe de section efficace (γ, n) est alors la superposition de deux résonances et si

l'on admet, selon Okamoto et Danos [5] que la largeur de raie pour les noyaux sphériques est constante et de l'ordre de 4,2 MeV, on doit observer un élargissement $\Delta\Gamma$ de la résonance pour les noyaux déformés de l'ordre de l'énergie de séparation $E_1 - E_2$ des deux résonances. La déformation induit d'autre part l'existence d'un moment quadrupolaire intrinsèque Q_0.

Utilisant un facteur de forme correspondant à une densité uniforme à l'intérieur d'un ellipsoïde

$$x^2 + y^2 + (1 + \varepsilon) z^2 = R^2$$

de volume $V = Ar_0^3$ et de rayon R et $R/\sqrt{1 + \varepsilon}$.

Posant

$$\Delta\Gamma = E_1 - E_2 \quad E_1 > E_2 \text{ pour } \varepsilon < 0 \quad Q_0 > 0$$

$\Delta\Gamma$ est une fonction ne dépendant que de la déformation où E_m désigne l'énergie de résonance pour une déformation nulle ($\varepsilon = 0$). On montre alors que

$$E_m \simeq (2/3) E_1 + (1/3) E_2.$$

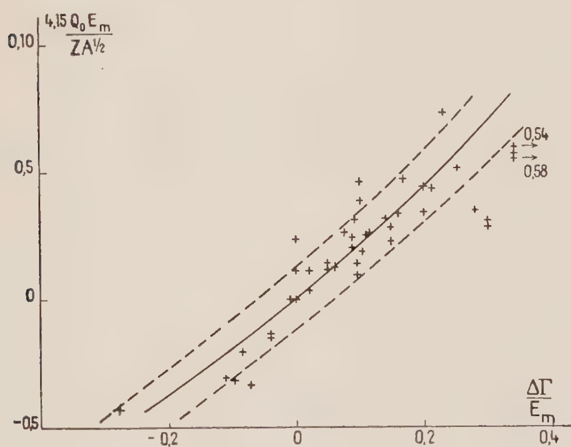


Fig. 2. — Trait continu : courbe théorique. (+) points expérimentaux. Les courbes en pointillés déterminent une bande à l'intérieur de laquelle doivent se trouver les points expérimentaux, si l'on admet une incertitude de ± 1 MeV sur la largeur expérimentale de la résonance.

Le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 dépend de ε et de r_0 en r_0^2, le produit $Q_0 E_m$ ne dépend donc plus que de la déformation ε.

Utilisant comme précédemment les potentiels de Gammel et Thaler, on a donné en plein sur la figure 2 la courbe théorique, et en pointillé les courbes correspondant à des erreurs expérimentales de $\pm$ 1 MeV sur la largeur.

Les points expérimentaux sont basés sur les valeurs données par Okamoto [6] ; on doit admettre sur Q_0 des erreurs de l'ordre de 10 %.

Le terbium 159 et le tantale 181 étant très déformés et isotopiquement purs, ont fait l'objet d'une étude très poussée de Weiss, Petrie et Fuller [7], qui ont mis en évidence les pics correspondants aux deux résonances.

Des valeurs des énergies E_1 et E_2 on peut déduire sans ambiguïté les valeurs de Q_0 soit

$$Q_0\,(\text{Tb}) = 7{,}6 \text{ barns} \qquad Q_0\,(\text{Ta}) = 7{,}8 \text{ barns}$$

pour des valeurs expérimentales

$$Q_{0\text{exp.}}\,(\text{Tb}) = 8{,}7 \text{ barns} \qquad Q_{0\text{exp.}}\,(\text{Ta}) = 6{,}7 \text{ barns}$$

la décomposition en deux résonances de la section efficace (γ, n) sur l'Au a donné

Q_0 (Au) = 2,22 barns pour une valeur expérimentale

$Q_{0\text{exp.}}$ (Au) = 2,6 barns.

Ce modèle permet le calcul de l'excitation de la résonance géante par des protons. Dans le cas des noyaux légers où $N = Z$, l'excitation se réduit à une excitation purement coulombienne lorsque l'on n'admet entre les nucléons que des potentiels de Wigner. La partie potentiel d'échange est seule responsable de l'excitation d'origine nucléaire.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 926 ; *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 1568.
[2] Goldhaber et Teller, *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1046.
[3] Gammel et Thaler, *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1337.
[4] Ehrenberg et al., *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 666.
[5] Okamoto (K.), *Prog. Theoret. Phys.* (Japon), 1956, **15**, 75. Danos (M.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, II, 1956, **1**, 135.
[6] Okamoto (K.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 143.
[7] Weiss, Petrie et Fuller, *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 560.

LE SYNCHRO-CYCLOTRON DE 157 MeV

Par MM. C. BERGAMASCHI, J. C. BRUN, A. CABRESPINE, R. GAYRAUD, Mmes J. GÉNIN, H. LANGEVIN-JOLIOT et N. MARTY, MM. A. MICHALOWICZ, P. RADVANYI, M. RIOU, J. TEILLAC et C. VICTOR,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Après avoir rappelé les caractéristique générales du Synchrocyclotron de la Faculté des Sciences (157 MeV en protons) et de son installation, on expose les principales propriétés du faisceau externe de protons (focalisation, définition en énergie, structure en temps avec et sans fréquence de modulation élevée en fin d'accélération, mesures d'intensité par chambre d'ionisation et cylindre de Faraday) et du faisceau de neutrons (spectre en énergie, intensité). On expose également les caractéristiques d'un analyseur magnétique de particules secondaires en construction. On résume enfin les principales utilisations de l'appareil.

Abstract. — The general characteristics of the Synchrocyclotron de la Faculté des Sciences (157 MeV protons) and its setting up are described. The main properties of the external proton beam (focusing, energy definition, time structure with or without additional high modulation frequency at the end of acceleration, intensity measurements with ionization chamber and Faraday cup) and of the neutron beam (energy spectrum, intensity) are given. The characteristics of a magnetic analyser of secondary particles under construction and a summary of the main uses of the machine are also given.

I. **Historique.** — La construction d'un synchrocyclotron par la Société Philips (Eindhoven) pour la Faculté des Sciences de Paris fut décidée en 1954 à la demande d'Irène Joliot-Curie. L'énergie fixée d'abord à 100 MeV fut ensuite portée à 150 MeV pour permettre la production de protons polarisés par diffusion. L'implantation fut décidée à Orsay sur les terrains que la Faculté venait d'y acquérir. Les travaux de construction débutèrent en 1956 et ceux de montage en 1957 sous la direction de Frédéric Joliot-Curie. Le premier essai de fonctionnement en faisceau interne fut effectué le 4 juin 1958 et on obtint rapidement des intensités élevées, jusqu'à 20 μA en régime de pointe. En décembre 1958, le faisceau était extrait par régénérateur et canal magnétiques. Le synchro-cyclotron a été utilisé depuis pour les irradiations internes et externes avec un régime de fonctionnement très satisfaisant : il fonctionne actuellement en régime continu une centaine d'heures par semaine. De plus un certain nombre de modifications ont pu être introduites, notamment un dispositif H. F. à fréquence de modulation élevée agissant en fin d'accélération pour provoquer une meilleure distribution du faisceau dans le temps.

II. **Caractéristiques générales.** — Nous résumerons brièvement les caractéristiques techniques de l'appareil qui seront publiées par ailleurs [1].

1) L'ÉLECTRO-AIMANT, d'un poids de 650 tonnes, à des pôles de diamètre 2,80 m avec un entrefer de 30 à 40 cm. Il est alimenté par des bobines en aluminium refroid par circulation d'eau (790 000 A. T.). L'induction est de 1,5702 Wb/m^2 au rayon 120 cm.

2) GÉNÉRATEUR H. F. — C'est un auto-oscillateur à fréquence modulée à 450 périodes par seconde. La modulation de fréquence est obtenue à

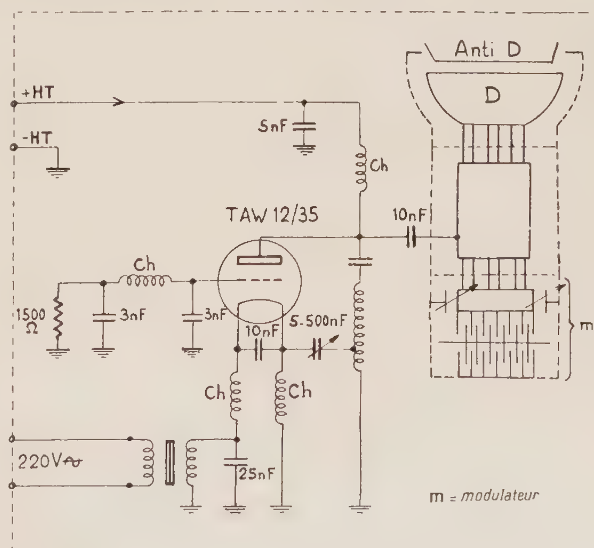


FIG. 1. — Générateur HF du synchrocyclotron.

l'aide d'un condensateur tournant, elle est pratiquement sinusoïdale. L'oscillateur est du type « grille à la masse », son schéma de principe est donné figure 1. Le circuit oscillant de sortie est une ligne demi-onde terminée d'un côté par le conden-

sateur tournant et de l'autre par la capacité « D » masse (700 pF environ). La ligne résonnante de section rectangulaire est dans l'air, des isolateurs de traversée permettent sa connexion d'un côté au « Dee » dans la chambre d'accélération et de l'autre au condensateur tournant dans son enceinte vide.

Le moteur d'entraînement du condensateur rotatif est du même type que celui du synchro-cyclotron d'Amsterdam, il est placé dans l'enceinte vide du modulateur. Le rotor est en court-circuit et le stator est alimenté en courant triphasé. Les enroulements du stator sont réalisés en tube de cuivre nu refroidi par eau.

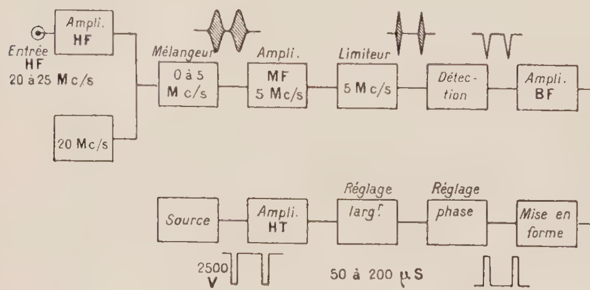


Fig. 2. — Source d'ions pulsée.

Deux condensateurs ajustables montés en parallèle avec le condensateur rotatif sont télécommandés du pupitre de commande et permettent de déplacer le programme de fréquences de façon à obtenir l'intensité maximum de faisceau.

Le tube oscillateur utilisé est la triode Philips T AW 12/35 à refroidissement par eau. La tension H. F. obtenue est réglée de 0 à 15 kV efficaces environ par variation de la tension d'alimentation anodique.

La modulation d'amplitude superposée à la modulation de fréquence est pratiquement négligeable.

Deux régimes de fonctionnement sont prévus :

a) *Accélération des protons.* — Dans ce cas la bande de fréquences couverte s'étend de 20,2 à 25,2 MHz. Le condensateur tournant a une capacité minimum de 160 pF et une capacité maximum de 580 pF.

b) *Accélération des deutons et alphas.* — Dans ce cas un condensateur fixe supplémentaire de 250 pF peut être ajouté en parallèle sur le condensateur rotatif, dans ces conditions $C_{min} = 410$ pF et $C_{max} = 830$ pF. De plus, la ligne dans l'air des protons peut être remplacée par une autre de carac-

Fig. 3. — Source d'ions pulsée.
(Sauf indication contraire, les capacités sont en picofarads (pF) et les résistances en kilo-ohms (kΩ).

téristiques différentes. La bande de fréquences couverte s'étend alors de 11 à 12,5 MHz.

La hauteur du Dee est de 20 cm au centre et de 10 cm sur le bord : cette hauteur relativement élevée contribue à assurer une bonne intensité de faisceau puisque les pertes par oscillations verticales sont réduites.

3) Sources d'ions. — La plus fréquemment utilisée est une source à cathode froide dans laquelle on établit un arc par une alimentation de 1 000 V-1 A entre une anode portée à la masse sur le pôle inférieur et une pointe de tungstène au travers d'un canal de diamètre 4 mm par lequel est admis le gaz. C'est cette source qui est utilisée pour les intensités du faisceau interne de quelques μA.

On dispose également d'une source à cathode chaude à filament de tungstène chauffé par un courant continu de 200 A. Elle permet une meilleure stabilité pour les faibles intensités (10^{-2} μA).

Une alimentation pulsée pour l'alimentation de l'arc de la source à pointe a été étudiée et mise au point au Laboratoire. Son schéma de principe est indiqué (*fig.* 2 et 3). L'étage de puissance est réalisé avec 3 lampes de type 6CD6 en parallèle fonctionnant avec une tension anodique de 2 500 volts.

Les réglages sont les suivants : 1° Phase de l'impulsion par rapport à la modulation de fréquence. 2° Largeur de l'impulsion.

Les intensités de faisceau obtenues atteignent et dépassent celles correspondant à l'arc permanent maximum prévu sur la machine (1 A). L'intensité maximum est atteinte pour une impulsion de 100 μs.

La puissance moyenne appliquée à la pointe étant beaucoup plus faible que dans le cas de l'arc permanent, nous espérons que la durée de vie de la pointe sera beaucoup plus grande. Ce régime de fonctionnement présente aussi de gros avantages au point de vue de la souplesse de réglage et de la stabilité de l'intensité du faisceau.

Ce dispositif est actuellement employé en permanence aussi bien pour les irradiations par faisceau interne que pour les expériences à l'aide du faisceau sorti. La durée de vie de cette source ne peut pas encore être estimée.

Des pointes pour lesquelles le travail de sortie des électrons est plus faible que pour le tungstène seront également expérimentées ainsi que des sources de type « Keller ».

4) Chambre d'accélération et extraction. — La figure 4 représente le plan de la chambre d'accélération avec ses différents organes. Les irradiations internes peuvent être effectuées grâce à un porte-cible (n° 1) permettant le refroidissement par eau de la cible (dans laquelle la puissance dissipée peut atteindre 1 kW) et son positionnement entre les rayons 120 et 55 cm (soit entre 157 et 37 MeV). La surface irradiée au rayon 120 cm est d'environ 0,2 × 3 cm². Le porte-cible peut servir également à la détermination de l'intensité du faisceau interne mesurée sur une cible de cuivre de 3 cm

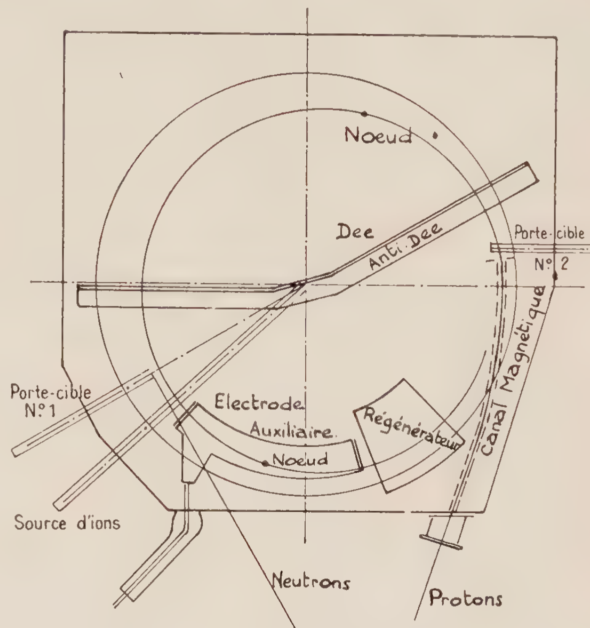


Fig. 4. — Chambre d'accélération.

d'épaisseur, et à la production de neutrons avec une cible de béryllium. Un porte-cible (n° 2) permet les irradiations longues au voisinage du diaphragme protégeant le canal anti-magnétique assurant la sortie des protons en utilisant les protons perdus lors de l'extraction. Celle-ci est assurée par un régénérateur magnétique et un canal anti-magnétique dont l'entrée se trouve au rayon 132 cm. L'extraction par le régénérateur correspond à un rayon de courbure moyen de 120 cm, soit à des protons d'énergie 157 MeV. Le rendement d'extraction varie suivant l'intensité du faisceau entre 5 et 12 %. L'extraction du faisceau a été calculée par N. Verster.

5) Disposition générale. — La figure 5 représente l'ensemble de l'installation dans la salle du synchro-cyclotron et la salle du faisceau.

Le faisceau externe est focalisé, puis défléchi de façon à assurer deux directions de travail dans la salle du faisceau. Celle-ci est séparée de la salle du synchro-cyclotron par un mur en blocs mobiles en béton lourd (densité 5), d'épaisseur 1,5 m ou plus. Les deux salles sont séparées du reste du bâtiment par des murs fixes de béton ordinaire, d'épaisseur 1 m ou 1,5 m renforcés par endroit par des blocs mobiles.

Les liaisons électriques entre la salle du faisceau et la salle du synchro-cyclotron d'une part et la

salle d'électronique ont été établies de façon à réduire les temps d'immobilisation dus au passage d'une équipe à l'autre ou à d'éventuelles pannes.

Les liaisons sont effectuées au moyen de 5 types de câbles : coaxiaux 75 Ω et 150 Ω pour les signaux, coaxial 50 Ω pour les signaux ou les hautes-tensions, fil 5 conducteurs et 12 conducteurs. Ces

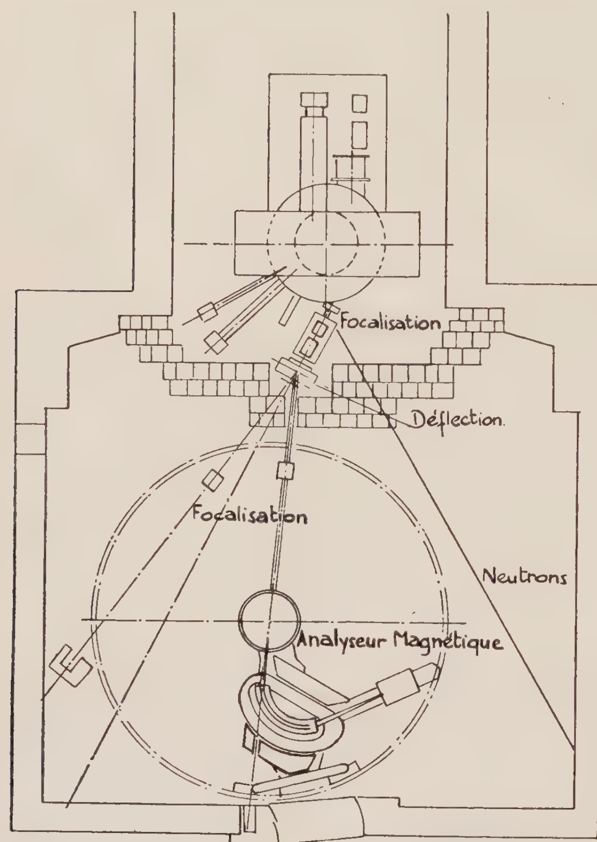


Fig. 5. — Ensemble de l'installation.

câbles aboutissent à 13 tableaux dans les salles du synchro-cyclotron et du faisceau et à un tableau unique dans la salle d'électronique. Celle-ci est équipée d'une part d'appareils propres à chaque équipe (alimentations et sélecteurs à coïncidence, amplificateurs pour les télescopes à scintillateurs) et d'autre part, d'appareils communs (appareils de mesure de l'intensité du faisceau et de télécommande, sélecteurs d'amplitude à 256, 50 et 20 canaux).

III. **Le faisceau externe de protons et ses caractéristiques.** — 1) Forme du faisceau. — L'image du faisceau à la sortie du synchro-cyclotron a été obtenue par autoradiogramme de l'activité d'une feuille d'aluminium (*fig.* 6). Le faisceau présente la forme de deux croissants de lune d'intensité sensiblement égale et la divergence des parties correspondantes du faisceau rend impossible la focalisation de l'ensemble par la paire de lentilles quadrupolaires dans la disposition actuelle.

Les essais pour augmenter l'intensité d'un des croissants par déplacement du plan magnétique médian du synchro-cyclotron en déséquilibrant les bobines ont été négatifs car l'intensité totale du

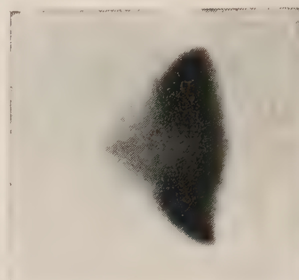


Fig. 6. — Autoradiogramme du faisceau de protons à la sortie du canal magnétique (faisceau vers l'observateur).

faisceau diminue considérablement. Nous avons finalement masqué le croissant supérieur et rendu horizontal le faisceau restant à l'aide d'un petit aimant déflecteur.

Après la focalisation, le faisceau est défléchi dans le plan horizontal par un aimant déflecteur dont la déflection maximum est $\pm$ 23° et les déflections utilisées — 10° et + 18°, puis envoyé à travers un mur de béton lourd et sous tuyau vidé dans la salle du faisceau où il est utilisé à une distance de la sortie voisine de 10 m. Le réglage optimum des lentilles quadrupolaires permet d'obtenir à l'entrée de la salle du faisceau une section de 1,8 cm $\times$ 3,5 à 4 cm (hauteur). Pour réduire les dimensions sur les cibles à environ 1,8 $\times$ 3 cm², nous avons dû placer des diaphragmes avant le mur de protection, au prix d'une perte d'intensité admissible dans les expériences actuelles. Des lentilles quadrupolaires de focalisation vont être installées après le mur de protection pour obtenir de meilleurs résultats.

2) Énergie et dispersion en énergie. — Nous avons vu que l'énergie des protons calculés d'après la valeur du champ magnétique est de 157 MeV. Si l'on tient compte de l'absorption intermédiaire, cette énergie est ramenée à 155 MeV sur les cibles d'expérience.

A titre de vérification, l'énergie des protons a été mesurée expérimentalement par la méthode d'absorption. La figure 7 donne le dispositif expérimental schématisé. Un télescope composé de trois scintillateurs plastiques alignés est placé dans le faisceau fonctionnant à régime réduit. Les scintillateurs 1 et 2 servant de moniteur (coïncidences doubles), on compte le nombre de protons traversant un écran de cuivre placé entre 2 et 3 (coïncidences triples) en fonction de l'épaisseur de l'écran. La figure 8 nous donne cette courbe

d'absorption. Le parcours moyen ainsi trouvé permet de remonter, en utilisant les courbes parcours-énergie, à une énergie moyenne de 147,8 ± 0,4 MeV, ce qui correspond à une énergie à la sortie du

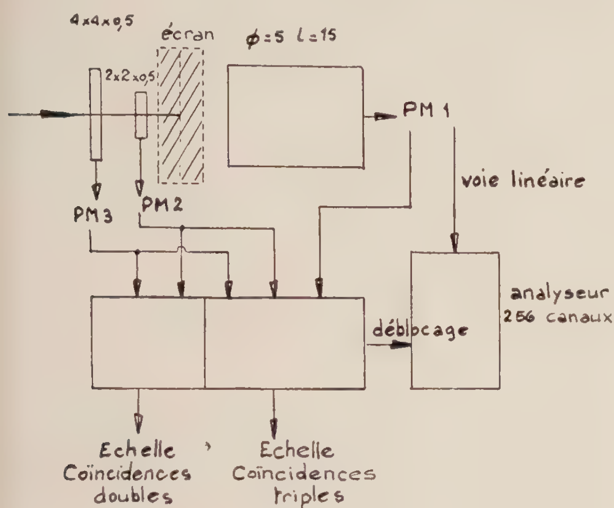


Fig. 7. — Télescope à protons.

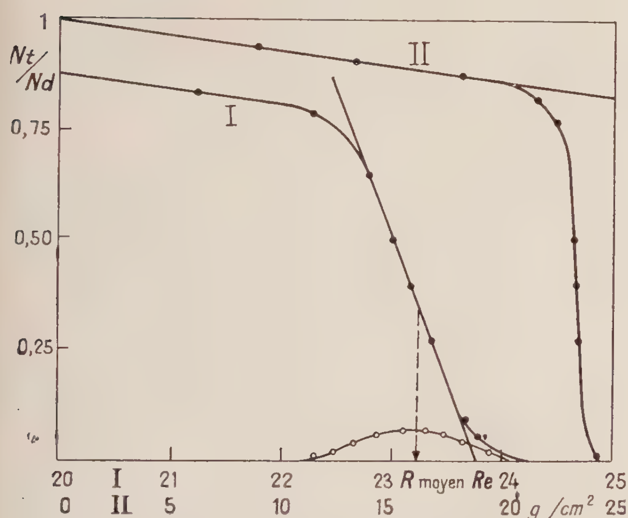


Fig. 8. — Courbe d'absorption du faisceau de protons.

tuyau vidé de 154,1 ± 0,5 MeV, compatible avec la valeur calculée.

L'analyse de la pente de la courbe en fin de parcours permet également de déduire un ordre de grandeur de la dispersion en énergie des protons du faisceau. La dispersion de parcours observée autour du parcours moyen est due en effet à deux causes : 1) Dispersion en énergie des protons incidents. 2) Pour une énergie fixe, les fluctuations de parcours dans l'absorbant (straggling). Ces fluctuations de parcours peuvent être estimées théoriquement. L'analyse de la courbe d'absorption expérimentale et le calcul des fluctuations de parcours nous a conduit à une dispersion naturelle en énergie :

$$\Delta E \simeq 3 \text{ MeV} \quad \text{soit} \quad \Delta E/E \simeq 2\ \%.$$

Cette dispersion provient essentiellement de l'amplitude des oscillations radiales du faisceau interne après réduction par le système d'extraction magnétique. Suivant une suggestion de N. Verster, nous avons cherché à la réduire en plaçant sur le porte-cible n° 1, c'est-à-dire assez loin du nœud des trajectoires régénérées, un diaphragme interne de cuivre, d'épaisseur 3 cm qui réduit l'intensité

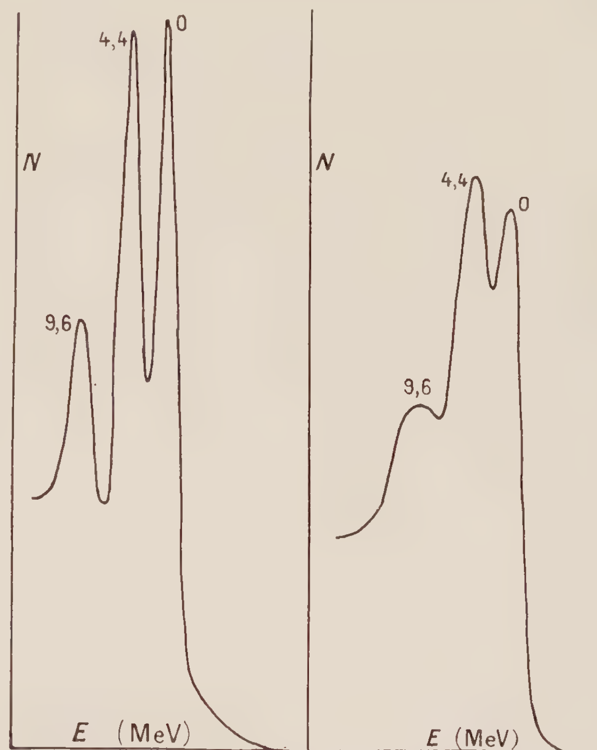


Fig. 9. — Spectre des protons de 155 MeV diffusés à 30° par le carbone avec et sans diaphragme interne.

du faisceau externe de moitié. La figure 9 indique les spectres en énergie des protons diffusés à 30° élastiquement et inélastiquement (niveaux de 4,4 et 9,6 MeV) par le carbone obtenus avec le télescope décrit dans la communication de Garron et al. avec et sans diaphragme interne. On voit nettement en comparant les courbes l'effet de la diminution de la dispersion du faisceau primaire par le diaphragme interne, amenée à une valeur négligeable par rapport à la résolution propre du télescope comme le montre le fait qu'aucune amélioration n'apparaît en plaçant le diaphragme interne à un rayon inférieur. La résolution globale passe ainsi de 3,5 % à 1,8 % à 155 MeV ce qui correspondrait à une dispersion en énergie du faisceau sans diaphragme

de l'ordre de 4,5 MeV, voisine de la valeur déterminée plus haut. En diminuant par cette méthode la dispersion en énergie du faisceau, on diminue également la durée de chaque impulsion.

3) Structure en temps. — Les impulsions du faisceau sorti ont une durée de 25 μs environ toutes les 2 200 μs.

Les conditions d'utilisation du faisceau par les appareils de mesure de particules sont mauvaises à cause du faible temps d'occupation (1 %). Cela conduit à des expériences de très longue durée et rend même très délicates certaines expériences par coïncidences. Un dispositif permettant de s'affranchir de cet inconvénient a été réalisé au laboratoire.

Le principe de la méthode employée, d'après une suggestion de R. Keller [2] est le suivant. Le programme H. F. principal est supprimé par blocage de l'autooscillation, juste avant que l'impulsion ne sorte du synchro-cyclotron et il est remplacé par un programme appliqué sur une électrode auxiliaire (voir *fig.* 4), et modulé à fréquence élevée, ce qui permet de faire sortir des impulsions réparties sur toute la période de modulation du programme principal. Le fonctionnement peut être synchrocyclotronique à fréquence élevée ou stochastique. Les premiers essais ayant été très satisfaisants, ce dispositif a été immédiatement mis en fonctionnement permanent et permet des taux de comptage au moins dix fois plus élevés qu'auparavant.

Le générateur H. F. établissant le programme auxiliaire est modulé en fréquence de 20,5 à 21 MHz et la puissance d'alimentation pour le rendement optimum est d'environ 4 kW. (Voir plus loin la communication de A. Cabrespine.)

4) Mesure de l'intensité du faisceau. — Les appareils servant à mesurer le flux de protons placés dans le faisceau, doivent être conçus de façon à ne produire qu'un minimum de diffusion et ne changer que peu l'énergie des particules. Dans ce but on a construit trois chambres d'ionisation, une chambre à électrons secondaires, un cylindre de Faraday utilisé pour l'étalonnage absolu des appareils précédents, ainsi que deux systèmes intégrateurs des courants collectés.

1° *Circuits intégrateurs.* — La figure 10 donne le principe des circuits intégrateurs utilisés. Le courant collecté charge une capacité C_1. Lorsque le potentiel sur C_1 atteint une valeur v fixée, un circuit trigger est déclenché ; un coup est inscrit sur un numérateur et un relais envoie une charge $-C_2 V = C_1 v$ sur l'entrée ; le système revient alors à l'état initial. En choisissant $V = 100\ v$ et $C_1 = 100\ C_2$, on a pratiquement pour la charge totale arrivée sur l'intégrateur : $Q = nC_2 V$, n étant le nombre de coups comptés. Ceci est indépendant des variations possibles du seuil de déclenchement du trigger ou des variations du gain de l'amplificateur à courant continu qui sert d'adaptateur d'impédance, et qui, monté en contre-réaction totale assure par ailleurs une très grande stabilité

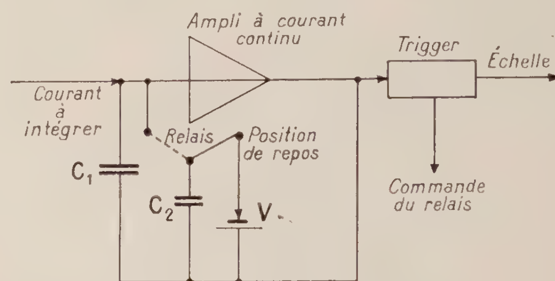


Fig. 10. — Circuit intégrateur.

de l'ensemble. La précision des mesures ultérieures dépendra donc essentiellement de la précision avec laquelle sont connues C_2 et V. V a été étalonné à 1 ‰ ; quant aux valeurs de C_2 (l'appareil comporte plusieurs sensibilités) elles ont été mesurées en intégrant à l'aide de l'appareil des courants connus avec précision (obtenus à l'aide de piles et de résistances préalablement étalonnées). L'ensemble intégrateur a ainsi été étalonné à 5 ‰ pour des courants allant jusqu'à 10^{-10} A. Toutes les mesures se sont montrées reproductibles et fidèles à cette précision après 6 mois de fonctionnement.

2° *Cylindre de Faraday.* — La figure 11 donne le schéma du cylindre de Faraday. Le cylindre creux en laiton absorbant complètement les protons est placé dans une enceinte vide (10^{-4} mm de Hg). Un champ magnétique transversal de l'ordre de 200 gauss, créé à l'aide de petits aimants perma-

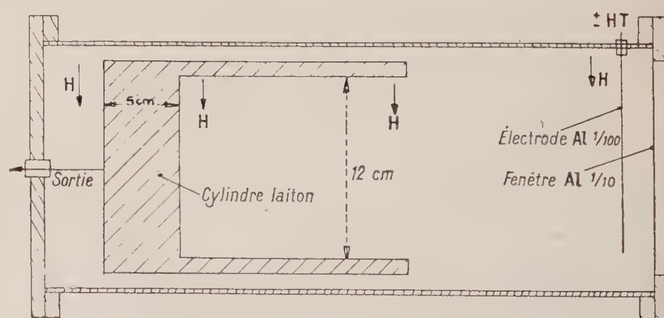


Fig. 11. — Cage de Faraday.

nents, ramène sur le cylindre les électrons qui pourraient s'en échapper et empêche les électrons créés sur la fenêtre d'entrée d'atteindre le cylindre. Les dimensions et la disposition géométrique sont d'ailleurs prévues de façon que le nombre d'électrons pouvant s'échapper ou pouvant de l'entrée atteindre le cylindre, soit inférieur à 2 ‰ du

nombre de charges apportées par les protons. En plus une électrode mince en aluminium, permet de vérifier, en faisant varier la polarité de la tension appliquée, que le courant d'ionisation résiduel est négligeable. Ainsi la charge mesurée, à la précision de l'intégrateur, est directement reliée au nombre de protons N absorbés par la relation : $Q = Ne^+$, e^+ étant la charge élémentaire.

3° *Chambres d'ionisation.* — Le schéma des chambres d'ionisation est donné sur la figure 12. Les anneaux de garde ne sont pas représentés.

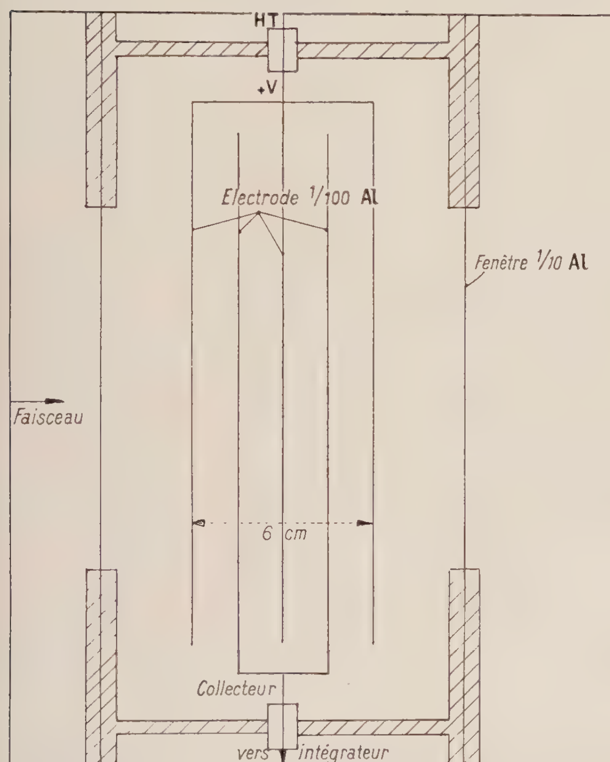


Fig. 12. — Chambre d'ionisation.

Chaque chambre est en fait constituée par 4 chambres d'ionisation en parallèle de 1,5 cm d'épaisseur chacune. Les électrodes sont en aluminium de 0,01 mm d'épaisseur. Les fenêtres d'entrée sont en aluminium de 0,1 mm. Les chambres sont remplies d'air sec à une légère surpression (de 50 à 100 cm d'eau au-dessus de la pression atmosphérique). Elles sont parfaitement étanches. Avec une tension de 2 000 volts entre les électrodes, on peut ainsi mesurer des courants allant de 10^{-10} jusqu'à 10^{-6} ampères sans saturation.

Tenant compte de la perte d'énergie calculée des protons dans l'épaisseur utile de la chambre ($E = 38{,}3$ keV) de l'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions dans l'air ($\varepsilon = 35{,}5$ eV) le gain prévu était pour la première chambre :

$$G = E/\varepsilon = 1\,078 \pm 50.$$

4° *Chambre à électrons secondaires.* — La chambre à électrons secondaires est identique au point de vue construction à la chambre d'ionisation. Elle est prévue pour mesurer des courants de protons correspondant dans la chambre d'ionisation à des courants supérieurs à 10^{-6} ampères, pour lesquels la saturation n'est plus assurée. L'enceinte de la chambre est vidée (10^{-4} mm de Hg). Dans ce cas les charges collectées proviennent des électrons éjectés par les protons des fenêtres d'aluminium. Le courant doit être d'autant plus grand que le nombre de fenêtres est important. Une faible tension v de l'ordre de 100 volts entre les électrodes est suffisante pour assurer la collecte des charges. Le gain de cette chambre est difficilement calculable mais doit être inférieur à 1, ce qui la destine à la détection des courants de protons très intenses.

5° *Étalonnage.* — L'étalonnage des différentes chambres a été effectué par rapport au cylindre de Faraday de la façon suivante : la chambre d'ionisation (ou la chambre à électrons secondaires) est placée dans le faisceau juste devant la cage de Faraday. Les courants collectés dans les deux détecteurs sont envoyés simultanément sur deux intégrateurs étalonnés et l'on compare les charges mesurées. A titre de contrôle, la chambre à électrons secondaires est étalonnée par rapport à la chambre d'ionisation de la même façon. Les mesures sont faites à divers flux de protons. Toutes les mesures ont été concordantes. Les résultats ont été les suivants :

Première chambre d'ionisation : $G = 1\,047 \pm 8$ (en accord avec le calcul)]

Chambre à électrons secondaires :

$$G = 0{,}234 \pm 0{,}003.$$

Dans la mesure d'un flux de protons, à cette imprécision s'ajoute naturellement l'imprécision propre à chaque mesure, dont est affecté l'intégrateur. Les mesures de courants de protons peuvent donc finalement être faites à la chambre d'ionisation à une précision de 1,5 % dans tout le domaine des courants utilisés.

Ces mesures ont été reprises 6 mois après le premier étalonnage et ont donné un résultat parfaitement concordant. Pour les deux autres chambres d'ionisation en utilisation, les gains sont légèrement différents (+ 3 % et + 5 %) correspondant aux pressions différentes de gaz dans ces chambres.

IV. **Faisceau de neutrons. Moniteurs et spectre.** — On obtient un faisceau de neutrons de grande énergie en canalisant les neutrons émis à 0° par une cible de béryllium bombardée par le faisceau interne de protons. La distribution en énergie de ces protons présente un pic important un peu en dessous de l'énergie des protons incidents [3].

Dans notre cas, on fait tourner les protons en

sens inverse de celui utilisé pour l'extraction du faisceau de protons en inversant le champ magnétique. Le fonctionnement, dans ces conditions, est satisfaisant ; la valeur du champ sur lequel se fait la régulation est cependant un peu plus faible que dans le cas ordinaire.

Nous avons utilisé jusqu'ici une cible de Be de 10 mm d'épaisseur (8,5 MeV pour les protons incidents) et de hauteur 30 mm, placée au rayon 119 cm, ce qui correspond à une énergie des protons de 152,7 MeV.

La canalisation utilisée est encore assez simple et sera améliorée par la suite. Elle comporte deux cylindres de fonte de diamètre 19,4 cm, de longueur 50 cm chacun placés dans des tubes d'acier noyés dans des blocs de béton lourd constituant le mur de séparation entre la salle du synchrocyclotron et la salle du faisceau. L'épaisseur du mur dans la direction des neutrons était au minimum de 153 cm. Les cylindres de fonte comportent au centre un trou rectangulaire de section 3×5 cm par lequel passent les neutrons. L'entrée du canaliseur est à environ 526 cm de la cible de Be ; l'axe du canaliseur fait actuellement un angle de 0°6 par rapport à la direction des protons incidents. Quelques blocs de béton supplémentaire ont été ajoutés au voisinage des détecteurs.

Le flux de neutrons a été mesuré en plaçant aux endroits intéressants de petits disques de polystyrène $(CH)_n$ de 1 mm d'épaisseur. On mesure, après une irradiation constante pendant un temps donné, l'activité du carbone 11 (période 20,4 minutes) formé. La section efficace de la réaction de formation $^{12}C(n, 2n)^{11}C$ ne varie pas beaucoup avec l'énergie au-dessus d'un seuil effectif d'environ 22 MeV. Les β^+ de ^{11}C sont comptés avec un compteur à scintillations préalablement étalonné.

Le flux maximum de neutrons ainsi déterminé dans des conditions stables à l'emplacement utilisé pour les premières expériences (138 cm après la sortie du canaliseur) a été trouvé égal à $\sim 2.10^6$ neutrons de plus de 22 MeV par seconde et par cm².

Par la même méthode, on a vérifié que la distribution spatiale des neutrons de plus de 22 MeV dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau correspondait approximativement à l'ombre du canaliseur.

Nous avions utilisé, tout au début, comme moniteurs des compteurs à BF_3 et des compteurs à protons de recul de fabrication RCL. Mais ces compteurs présentent l'inconvénient d'être sensibles non pas aux neutrons de grande énergie utilisés dans les expériences, mais à des neutrons beaucoup moins rapides. Or, le rapport des intensités des neutrons rapides aux neutrons lents peut subir des fluctuations au cours du temps. De plus, les compteurs à BF_3 et à protons de recul doivent être protégés par de grandes quantités de béton pour ne pas être saturés. Il était donc nécessaire de disposer d'un moniteur à grande énergie pouvant être placé directement dans le faisceau.

C'est pourquoi, M. L. Kowalski a réalisé au laboratoire une chambre à fission à bismuth sur le modèle de celles qui ont été utilisées au Radiation Laboratory de Berkeley. Une telle chambre fonctionne en chambre d'ionisation à impulsions multiplaques, la moitié des électrodes étant couvertes d'un dépôt mince de bismuth. Le bismuth ne subit pratiquement la fission que sous l'action de neutrons (ou de protons) d'énergie supérieure à 50 MeV environ. Un discriminateur de hauteurs d'impulsions permet de compter les fragments de fission beaucoup plus ionisants que les autres particules chargées. Il faut naturellement réduire les effets de l'empilement des impulsions de protons secondaires (beaucoup plus nombreux que les fragments de fission). Ces effets d'empilement seront sans doute beaucoup moins importants pour un fonctionnement du synchrocyclotron avec le dee auxiliaire stochastique, par suite de l'amélioration de la structure en temps du faisceau. La quantité totale de bismuth est de 1,4 g déposée sur une surface totale de 550 cm² (1).

En utilisant comme moniteur la chambre à

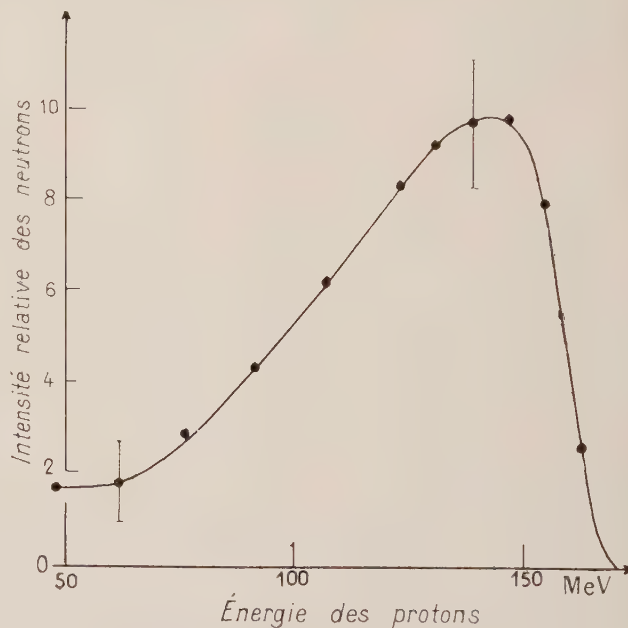


Fig. 13. — Spectre de neutrons du synchrocyclotron E_p 152,7 MeV, cible de Be de 10 mm (8,5 MeV).

fission à bismuth, nous avons fait une détermination préliminaire du spectre d'énergie du faisceau de neutrons obtenu dans les conditions décrites ci-dessus. Avec un télescope de faible ouverture angulaire qui comportait un gros scintillateur CsI(Tl) permettant l'absorption complète des pro-

(1) La chambre à fission à bismuth fera l'objet d'une publication ultérieure.

tons les plus énergiques, nous avons mesuré les spectres d'énergie des protons émis à 16° (laboratoire) par des cibles de polyéthylène $[(CH_2)_n]$ et de carbone placées dans le faisceau de neutrons. Par différence, en tenant compte du fond mesuré en l'absence de cible, on obtient le spectre des protons de recul dus à la diffusion des neutrons sur l'hydrogène. On remonte aux énergies des protons au milieu de la cible et le spectre est corrigé de l'effet des chocs inélastiques des protons dans le gros cristal. Le spectre d'énergie des neutrons (*fig.* 13) est ensuite déduit de celui des protons, compte tenu de la variation de la section efficace de diffusion n-p à 16° en fonction de l'énergie.

Ce spectre présente un large maximum autour de 143 MeV. Il est vraisemblable que la largeur de ce pic pourra être réduite — du côté des basses énergies — par une meilleure canalisation du faisceau des neutrons [3].

V. **Analyseur magnétique.** — Un analyseur magnétique des particules chargées secondaires des réactions provoquées par le faisceau externe de protons est en cours de réalisation actuellement ; l'exécution des travaux a été confiée à la S. F. A. C. du Creusot d'après un projet du Dr Mileikowsky (Suède) qui a fait également exécuter les pièces polaires. Cet appareil doit être livré en juillet 1960. Pendant l'arrêt de la machine durant la période de vacances d'été de 1959, des travaux de renforcement et de préparation du sol ont été effectués dans la salle du faisceau en vue de son installation (voir fig. 5).

1) Principales caractéristiques de l'analyseur. — Le champ magnétique est limité à un secteur de rayon de courbure moyen 170 cm et d'ouverture 120°. Durant la traversée de l'appareil, les particules à analyser sont soumises à une induction magnétique que l'on peut faire varier au moins de 1 700 à 17 000 gauss. Cette dernière valeur correspond à la focalisation de tritons d'énergie 132 MeV. Pour augmenter la dispersion en énergie de l'appareil, le champ magnétique est inhomogène. L'indice caractéristique de cette inhomogénéité est choisi égal à 1/2 de façon à avoir double focalisation verticale et horizontale. L'angle solide maximum sera 3.10^{-4} de la sphère totale et la résolution en énergie de 2/1 000 pour une source de quelques mm de large.

L'aimant pèsera 200 tonnes et sera solidaire d'une chambre à réaction de 200 cm de diamètre et 60 cm de hauteur. L'ensemble chambre à réaction et aimant pourra tourner autour d'un axe vertical passant par la cible grâce à un chemin de roulement de 13,60 mètres de diamètre.

L'angle minimum d'analyse des particules secondaires issues de la cible par rapport à la direction des protons incidents sera 6°.

La chambre à réaction dont la réalisation est en cours également et qui doit être livrée en même temps que l'analyseur sera fermée latéralement par une fenêtre mince, elle comportera un système de changement de cibles par télécommande (voir *fig.* 4).

2) Utilisation prévue. — Grâce à la grande résolution de l'appareil, il sera possible de séparer du certain nombre de niveaux excités des noyaux résiduels des réactions nucléaires ; on pourra analyser les particules secondaires depuis les tritons d'au moins 130 MeV jusqu'aux particules de faible énergie et, par ailleurs, séparer les groupes de protons obtenus par diffusion inélastique sur des noyaux variés en vue d'études de polarisation.

VI. **Utilisation du synchrocyclotron.** — Dès la mise en marche du synchrocyclotron en faisceau interne, en juin 1958, des irradiations de différentes cibles ont été effectuées. La pleine utilisation de la machine (faisceaux interne et externe) a commencé en avril 1959.

A partir de cette date, la machine a tout d'abord fonctionné avec deux équipes de conduite par jour à raison de 60 heures en moyenne par semaine (expériences de physique sur le faisceau 48 h, irradiations 4 h, entretien 8 h).

Après une interruption due à un certain nombre de travaux sur la machine, l'exploitation du synchro-cyclotron est passée en novembre 1959 au régime de 24 h sur 24 (3 équipes de conduite) pendant 5 jours par semaine avec la répartition suivante :

Moyenne par semaine	Expériences de physique sur le faisceau externe (4 équipes de physiciens)	85 h
	Irradiations, représentant en moyenne 6 irradiations [1]	10 h
	Perfectionnements techniques	7 h
	Entretien	9 h

Depuis fin novembre 1959, la première panne nécessitant un arrêt de plus de quelques heures était due à la rupture de l'un des roulements à billes du modulateur, le 5 février.

Actuellement, environ trente physiciens et chimistes effectuent des expériences à l'aide de la machine.

Les recherches entreprises avec le synchrocyclotron portent actuellement, surtout, sur les réactions nucléaires vers 150 MeV. Un proton ou un neutron de cette énergie a justement une longueur d'onde associée de l'ordre de grandeur du rayon d'un noyau léger. Divers processus d'interaction directe — diffusion inélastique, quasi-élastique et pick-up —, l'évaporation des nucléons et

[1] D'autre part, des irradiations s'effectuent en permanence sur une portion non utilisée du faisceau en régime de faisceau externe.

l'émission de photons sont étudiés par l'intermédiaire des spectres d'énergie et des distributions angulaires des particules émises. On se propose d'obtenir ainsi des renseignements sur le mécanisme de ces réactions et sur les différentes caractéristiques de la structure nucléaire.

Certaines expériences sont effectuées sur diverses réactions de spallation et aussi de fission par des méthodes radiochimiques : mesures des sections efficaces en déterminant par leur rayonnement ou par spectrométrie de masse, les quantités d'isotopes radioactifs ou stables formés. Le séparateur d'isotopes, construit au laboratoire par R. Bernas, est très utile pour ce genre d'études.

Des mesures ont été faites également sur les caractéristiques radioactives de quelques isotopes formés qui se trouvent relativement loin de la zone de stabilité.

Enfin, d'autres expériences ont commencé sur la diffusion nucléon-nucléon, tout d'abord sur la section efficace de diffusion p-p. Des expériences sur la polarisation des nucléons sont en projet, en vue de mesurer certains des coefficients intervenant dans la détermination de la matrice de diffusion. Une source de protons polarisés, basée sur le principe étudié par Keller [4] est en projet au laboratoire. Il sera possible également d'obtenir un faisceau de protons polarisés par diffusion sur une cible de carbone placée dans le faisceau régénéré avant le canal anti-magnétique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *Rev. Techn. Philips*, à paraître.
[2] KELLER (R.), Int. Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959, 187.
[3] SIEGEL (R. T.), Détecteurs de neutrons à grande énergie. *Handbuch der Physik*, 1958, **45**, II, 486.
[4] KELLER (R.), Rapport CERN 5 730.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 314.

DIFFUSION PROTONS-PROTONS A 155 MeV. SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE ENTRE 30° ET 110° C. M.

Par C. CAVERZASIO et A. MICHALOWICZ,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — La section efficace différentielle de diffusion p-p à 155 MeV a été mesurée préliminairement entre 30° et 110° dans le système du centre de masse, en utilisant trois méthodes : différence polythène-carbone ; détection simultanée des protons diffusés et des protons de recul ; analyse des spectres d'énergie des protons diffusés sur le polythène et le carbone. Les valeurs obtenues sont d'environ 10 % inférieures à celles données par les groupes de Harwell et Harvard.

Abstract. — The differential cross-section in p-p scattering at 155 MeV has been measured in a preliminary experiment between 30° and 110° C. M., using three methods : CH_2-C difference ; detection of both scattered and recoil protons ; analyses of pulse height spectra of scattered particles. The results are about 10 % lower than those of Harwell and Harvard groups.

La section efficace différentielle de diffusion protons-protons à une énergie de l'ordre de 150 MeV a été étudiée à Harwell [1-2-3] (142 MeV), et à Harward [4] (147 MeV). Les valeurs trouvées par les différents auteurs tout en étant compatibles, présentent des différences assez importantes, particulièrement quant à la forme des courbes de section efficace en fonction de l'angle de diffusion. Nous avons effectué une première série de mesures avec les protons de 155 MeV du synchrocyclotron du laboratoire de Physique Nucléaire à Orsay, entre 30° et 110° centre de masse, en utilisant une cible de polythène $(CH_2)_n$. Ces mesures seront étendues prochainement aux petits angles avec la mise en utilisation d'une cible à hydrogène liquide, actuellement en construction.

Le dispositif expérimental utilisé est représenté schématiquement sur la figure 1. Le faisceau de protons réduit à une tâche de 1 cm de hauteur sur 2 cm de large par une série de diaphragmes, tombe soit sur une cible de polythène de 3 mm d'épaisseur soigneusement pesée et analysée chimiquement, soit sur une cible de graphite ajustée à une épaisseur de carbone équivalente à la cible précédente. Le nombre de protons traversant la cible est mesuré par une chambre d'ionisation que nous avons étalonnée avec précision à l'aide d'un cylindre de Faraday. Le courant moyen utilisé était de

l'ordre de 6.10^8 p/s. Les particules diffusées sont détectées par un télescope comprenant deux scintillateurs minces en coïncidence et un scintillateur d'analyse à absorption totale. Un quatrième scintillateur est placé à 180° C. M. du 1er bras de détection. Tous les scintillateurs sont en plastique et montés sur des photomultiplicateurs 53 AVP. Les dimensions et les distances ont été

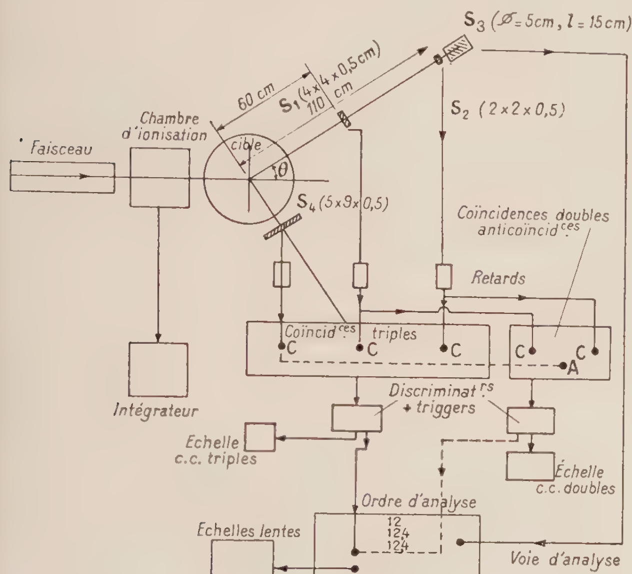


FIG. 1.

choisies avec suffisamment de marge de telle sorte que tout proton diffusé par la cible et atteignant le scintillateur de définition 2, soit astreint à traverser d'abord le scintillateur 1, et que le proton de recu. correspondant soit détecté par le scintillateur 4l L'ensemble a été aligné optiquement. Les circuits de coïncidences testés dans le faisceau, permettaient un temps de résolution allant jusqu'à $2\tau = 6.10^{-9}$ s pour un rendement de 100 % ; toutefois, pour être sûr de ne pas perdre de particules diffusées, les circuits ont été ouverts à $2\tau \approx 10^{-8}$ s. Les impulsions linéaires du compteur 3 sont envoyées sur un analyseur à 256 canaux, lui-même débloqué par un signal venant d'un des circuits de coïncidences. Le taux de comptage a été choisi de façon à n'avoir qu'un nombre négligeable de coïncidences fortuites et, d'autre part à ne perdre qu'environ 10 % des impulsions analysées dans la voie linéaire lente (le nombre d'impulsions de la voie linéaire n'est pas pris en considération pour le calcul des sections efficaces absolues).

Les expériences sont menées de la façon suivante : avant chaque série de mesures, le faisceau est centré de manière à ce que le maximum d'intensité passe à travers le système de diaphragmes ; la tâche du faisceau sur la cible est alors photographiée ; le bras du télescope 1, 2, 3, est mis à 0°, le faisceau réduit, et on vérifie le circuit de coïncidences doubles ; les deux bras sont alors placés à 44° de part et d'autre de l'axe du faisceau, et avec une cible de polythène, on règle le circuit triple en comptant en coïncidence les protons diffusés et les protons de recul. L'opération suivante consiste à vérifier l'égalité du nombre d'atomes de C par cm² contenus dans les cibles de polythène et de graphite ; les deux télescopes étant placés comme indiqué plus haut, on compte pour un nombre défini de protons incidents, avec la cible CH_2 et ensuite la cible C, les quantités suivantes : N_{23} = Nombre de coïncidences doubles, ou nombre de protons diffusés par chaque cible dans l'angle solide déterminé par le compteur 2 de définition ; N_{234} = Nombre de coïncidences triples ou nombre de protons diffusés uniquement sur des protons. On vérifie alors que :

$$N_{234}(CH_2) - N_{234}(C) = N_{23}(CH_2) - N_{23}(C).$$

Cette opération a été faite à plusieurs reprises et la différence d'épaisseur de carbone toujours trouvée inférieure à 2 ‰. On mesure également avec la cible CH_2, N_{234}, le compteur 4 étant en anticoïncidence et on a retrouvé :

$$N_{23\bar{4}}(CH_2) = N_{23}(C) - N_{23\bar{4}}(C).$$

Le nombre de protons diffusés dans l'angle solide défini par le compteur 2 est affecté, suivant l'angle, d'un taux de perte dû aux diffusions dans l'air et surtout dans le compteur 1. Pour déterminer le taux de perte, pour plusieurs angles nous avons tracé expérimentalement des courbes d'absorption, nombre de protons détectés (N_{234}) en fonction de l'épaisseur d'absorbant en plastique supplémentaire placé contre le compteur 1.

Les mesures de sections efficaces différentielles sont finalement faites de la façon suivante : pour les angles de diffusion $\geqslant 30°$ (énergie du proton de recul > 40 MeV), on mesure $N_{23}(CH_2) - N_{23}(C)$ ainsi que $N_{234}(CH_2) - N_{(234)}(C)$; pour les angles $< 30°$ ($E_{recul} < 40$ MeV), nous mesurons uniquement $N_{23}(CH_2) - N_{23}(C)$, les pertes dues à la faible énergie des protons de recul devenant trop importantes.

Pour chaque angle, la mesure est faite à droite et à gauche par rapport à la direction du faisceau, de façon à éliminer les erreurs systématiques d'alignement ; en fait, les asymétries ainsi observées ont toujours été très faibles : pour la diffusion p-p, elle était inférieure à 1 % sauf à 15° et 20° lab ou elle atteignait 3 % ; pour la diffusion p-C elle variait de 1 à 5 % et atteignait 10 % pour une expérience à 15° ; ceci s'explique par la variation très rapide de $\sigma(\theta)$ pour p-C.

Pour chaque mesure, le spectre des impulsions est enregistré. L'analyse de ces spectres, sa décomposition en raies, ne permet pas d'obtenir une bonne précision pour la détermination des sections

efficaces absolues, mais constitue toujours un contrôle sur la bonne marche de l'expérience.

La figure 2 donne comme illustration de la méthode employée, le spectre des particules diffusées sur le C et CH_2 pour un angle de 30° lab. Dans le tableau 1, nous avons rassemblé les sections efficaces différentielles de choc p-C, déduites par analyse graphique des spectres observés et du comptage absolu de coïncidences rapides ; les valeurs données concernent la somme de l'intensité dans le pic élastique et les deux pics inélastiques de 4,4 et 9,5 MeV, notre pouvoir séparateur n'étant pas suffisant pour nous permettre de donner une valeur assez précise pour chaque raie. Ces valeurs sont en bon accord avec celles trouvées par MM. Garron et al. Le tableau II rassemblée les résultats obtenus pour la section efficace p-p.

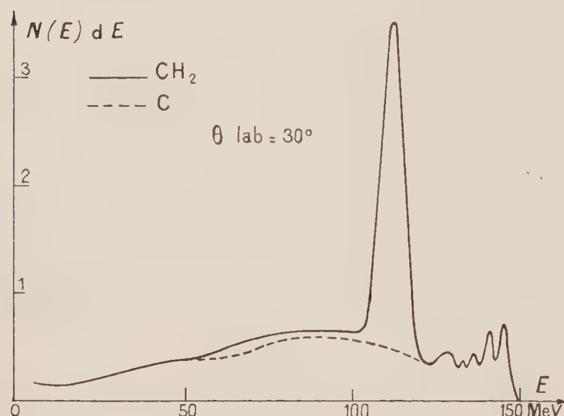


Fig. 2.

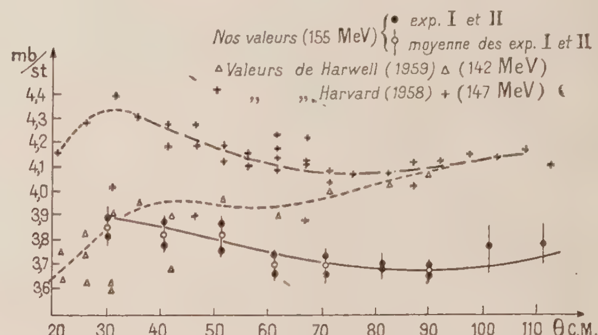


Fig. 3.

La figure 3 donne la courbe $d\sigma/d\Omega = f(\theta_{CM})$ d'après nos résultats expérimentaux, comparée à celles obtenues par d'autres auteurs [1, 3, 4]. Nos résultats diffèrent sensiblement de ceux obtenus récemment à Harwell et Harvard. La valeur absolue que nous obtenons pour $d\sigma/d\Omega$ à 90° C. M. est

TABLEAU I

(Diffusion p-C)

θ laboratoire	10°	15°	20°	25°	30°	35°
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (élastique + pic 4,4 MeV + pic 9,6 MeV) (en mb/st)	324 ± 32	144 ± 15	44 ± 4,5	16,2 ± 1,6	8,2 ± 0,8	5 ± 0,5

TABLEAU II

(Diffusion p-p)

$\theta_{C.M.}$	Nombre de p comptés pour 100 unités de faisceau (1) — Expér. I	Expér. II (2)	Correction (pertes dues au compteur 1)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/st) — Expér. I	Expér. II	$d\sigma/d\Omega$ (moyenne) (3)
31°	71 640	72 750	1,005 ± 0,005	3,83	3,89	3,86 ± 0,08
41°	68 150	69 400	1,005 ± 0,005	3,78	3,86	3,82 ± 0,06
51°7	66 430	64 760	1,01 ± 0,05	3,86	3,77	3,815 ± 0,06
61°9	59 440	60 480	1,011 ± 0,005	3,72	3,67	3,695 ± 0,06
72°	55 850	55 230	1,015 ± 0,005	3,72	3,67	3,685 ± 0,06
82°2	50 470	50 570	1,025 ± 0,005	3,67	3,68	3,675 ± 0,06
90°	45 750	45 950	1,04 ± 0,005	3,66	3,62	3,67 ± 0,05
102°2	40 950		1,05 ± 0,01	3,75		3,75 ± 0,10
112°	34 200		1,10 ± 0,01	3,76		3,76 ± 0,10

(1) 1 unité de faisceau = 5,97 10^9 protons.
(2) Les expériences I et II sont chacune la somme des mesures faites à droite et à gauche.
(3) L'erreur indiquée ne comporte pas l'erreur systématique éventuellement possible sur l'étalonnage absolu.

de 10 % inférieure à celles données par les 2 groupes cités. La forme de notre courbe, dans l'intervalle d'angles considérés est approximativement parallèle à celle de Harvard, où $d\sigma/d\Omega$ décroît jusqu'à environ 90° C. M. ; par contre, pour Harwell $d\sigma/d\Omega$ croît entre 30° et 90°. Toutefois nos résultats restent compatibles avec ceux des auteurs cités de même qu'avec les valeurs théoriques calculées à l'aide du potentiel proposé par Signel et Marshak [6, 7] ; l'arbitraire dans le choix possible de certains paramètres permettent de faire concorder la courbe théorique avec l'une ou l'autre des courbes expérimentales. Dans l'état actuel, il semble bien qu'il serait nécessaire de préciser à la fois les résultats expérimentaux et les calculs théoriques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cassels, Pickavance et Stafford, *Proc. Roy. Soc.* (London), 1952, **214**, 262.
[2] Cassels, *Proc. Phys. Soc.* (London), 1956, **69**, 495.
[3] Taylor, Wood et Bird, 1959, en épreuves.
[4] Palmari, Cormack, Ramscy et Wilson, *Ann. Phys.*, 1958, **5**, 299.
[5] Garron, Jacmart, Massonnet, Riou et Ruhla (communication au Colloque de Grenoble ci-dessous, p. 321).
[6] Signel et Marshak, *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1229.
[7] Signel, Zinn et Marshak, *Phys. Rev.*, Letters, 1958, **1**, 416.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 317.

DIFFUSION ÉLASTIQUE ET INÉLASTIQUE DES PROTONS DE 155 MeV SUR LE CARBONE.

Par J.-P. GARRON, J.-C. JACMART, L. MASSONNET, M. RIOU et Ch. RUHLA,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Nous avons déterminé par télescope à scintillateurs et en fonction de l'angle de diffusion, entre 5° et 60°, les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique avec excitation du noyau de carbone aux niveaux de 4,4-9,6-15 et 20 MeV.

Abstract. — Elastic and inelastic scattering differential cross-sections of 155 MeV protons by carbon have been studied by a scintillation telescope between 5° and 60°. Excitation levels of 4.4-9.6-15 and 20 MeV have been investigated.

La diffusion élastique et inélastique des protons de moyenne énergie sur le carbone a été étudiée par différents auteurs : à 96 MeV [1], [2], à 185 MeV [3], à 135 et 95 MeV [4] et à 68 MeV [5]. Nous avons repris cette étude à l'aide du synchrocyclotron de la Faculté des Sciences de Paris, à Orsay, en vue de préciser notamment l'excitation du carbone, à un niveau vers 20 MeV qui a pu être assimilé à celui de résonance géante.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est représenté sur la figure 1 : les cibles (graphite de 1 ou 3 mm d'épaisseur, polyéthylène $(CH_2)_n$ de 3 mm) sont placées dans une chambre à réaction sous vide de 70 cm de diamètre, fermée par une feuille d'aluminium de 0,1 mm d'épaisseur. L'énergie du faisceau de protons à l'arrivée sur la cible est de 155,4 MeV et sa section est d'environ 6 cm². Les protons diffusés de grande énergie sont observés par un télescope placé à l'extérieur de la chambre et constitué de trois scintillateurs alignés sur un bras mobile autour de l'axe de la chambre. Les deux premiers scintillateurs sont des scintillateurs plastiques de 37 mm de diamètre et de 6,6 mm d'épaisseur, dont les impulsions, lorsqu'elles sont en coïncidence, débloquent l'analyse par un sélecteur à 256 canaux des impulsions de la voie linéaire ; le scintillateur de celle-ci est un cristal de NaI(Tl) de 44,4 mm de diamètre et 50,8 mm d'épaisseur.

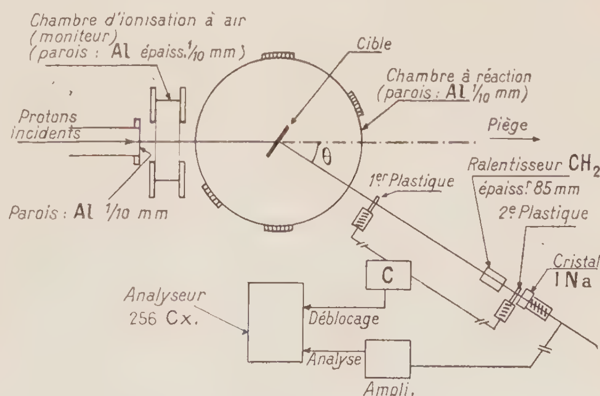


Fig. 1. — Dispositif expérimental.

Cette épaisseur étant inférieure au parcours des protons d'énergie maximum, on a placé entre les deux premiers scintillateurs un ralentisseur de polyéthylène de 85 mm d'épaisseur qui ralentit à 97,5 MeV des protons de 150 MeV. Ce ralentisseur présente en outre l'intérêt d'arrêter les deutons et particules plus lourdes et d'accroître la séparation relative des différentes raies de protons sans les élargir sensiblement. Le seuil du télescope se situe ainsi à 115 MeV. L'ouverture angulaire du télescope, compte tenu de la section du faisceau, est de 2°. La figure 2 représente le spectre de protons

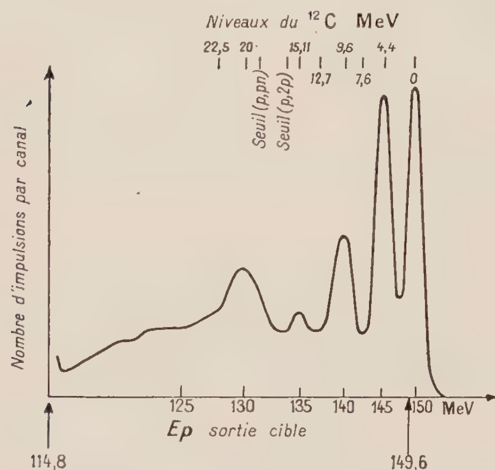


Fig. 2. — Spectre en énergie des protons diffusés à 30° par ^{12}C. E_p incidents : 155 MeV. Cible : graphite 3 mm.

diffusés à 30° par le carbone (cible 3 mm) obtenu dans ces conditions et en plaçant dans le synchrocyclotron un diaphragme interne de cuivre réduisant de moitié l'intensité du faisceau sorti et sa dispersion en énergie à une valeur pratiquement négligeable par rapport à la résolution du télescope (1). Celle-ci est 2,5 % par rapport à l'énergie des protons arrivant sur le cristal de NaI(Tl) et de 1,6 % par rapport à l'énergie des protons sortant de la cible. On peut ainsi séparer nettement les raies de diffusion élastique et inélastique avec excitation du noyau de carbone aux niveaux de 4,4-9,6 et 20 MeV. Notre résolution est insuffisante pour déterminer si cette dernière raie est simple ou double. Par décomposition on peut également séparer la raie correspondant au niveau de 15 MeV, ou à des niveaux voisins. On observe, de plus, un spectre continu vers les basses énergies correspondant vraisemblablement aux protons des réactions p, 2p ou p, pn dont les seuils sont à 15,96 et 18,72 MeV.

L'étalonnage en énergie a été effectué d'après la position des raies de diffusion élastique sur le carbone et l'hydrogène d'une cible de polyéthylène à 15°, 20° et 25°. La comparaison des intensités de ces raies, compte tenu des sections efficaces de diffusion pp mesurées à 155 MeV par Caverzasio et Michalowicz [6], permet de déterminer les sections efficaces absolues de diffusion élastique sur le carbone à ces angles et de là, par comparaison des intensités de différentes raies pour une même intensité de protons sur la cible de carbone, de déterminer les sections efficaces différentielles élastiques et inélastiques aux différents angles.

Le tableau ci-dessous indique les valeurs des sections efficaces $d\sigma/d\omega$ en millibarn par stéradian de diffusion élastique (0) et inélastique (niveaux 4,4 et 9,6 MeV) obtenues à $\theta = 15°$, 20°, 25° et 30° (laboratoire) pour des protons de 155 MeV.

Niveau	$\theta = 15°$	20°	25°	30°
0	170 ± 10	34,7 ± 1,3	7,8 ± 0,4	2,7 ± 0,2
4,4 MeV		5,2 ± 0,5	4,6 ± 0,3	2,9 ± 0,2
9,6 MeV		2,8 ± 0,4	2,6 ± 0,3	2,2 ± 0,2

Les valeurs pour la diffusion élastique concordent aux erreurs expérimentales près avec celles de Caverzasio et Michalowicz [6].

La figure 3 représente en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire les sections efficaces différentielles élastique et inélastiques pour les niveaux de 4,4-9,6-15 et 20 MeV. Les valeurs absolues pour ces deux derniers niveaux sont assez imprécises à cause de l'arbitraire introduit par la décomposition et la déduction du spectre continu, l'erreur pouvant atteindre 50 %. D'autre part, les valeurs aux angles inférieurs à 20° sont assez incertaines à cause de l'importance du pic élastique accompagné d'un fond continu satellite d'énergie inférieure dû aux réactions dans le scintillateur INa (déterminé en plaçant le télescope dans le faisceau direct à faible intensité), du même ordre d'intensité que les raies cherchées. Les sections efficaces intégrées σ sont les suivantes :

Niveau	0	4,4	9,6	15	20
σ en mb	75 ± 5	4,65 ± 0,5	3,0 ± 0,4	1,8 ± 0,9	3,1 ± 1,5

Si l'on admet que les distributions à différentes

(1) Voir l'exposé n° 10, p. 308.

énergies E sont fonction du moment K transféré au noyau, soit aux faibles angles

$$K \approx 3{,}77.10^{10}\ \theta_{\text{degres}} \sqrt{E_{\text{MeV}}}\ \text{cm}^{-1},$$

nos valeurs concordent assez bien avec celles des autres auteurs, notamment celles de la section efficace élastique à 96 MeV [2], à 135 MeV et 95 MeV [4]. La section efficace inélastique avec excitation du niveau de 4,4 MeV, concorde également sauf toutefois à $\theta\sqrt{E} < 250$ MeV$^{1/2}$.degrés où nos valeurs sont plus faibles que les valeurs à

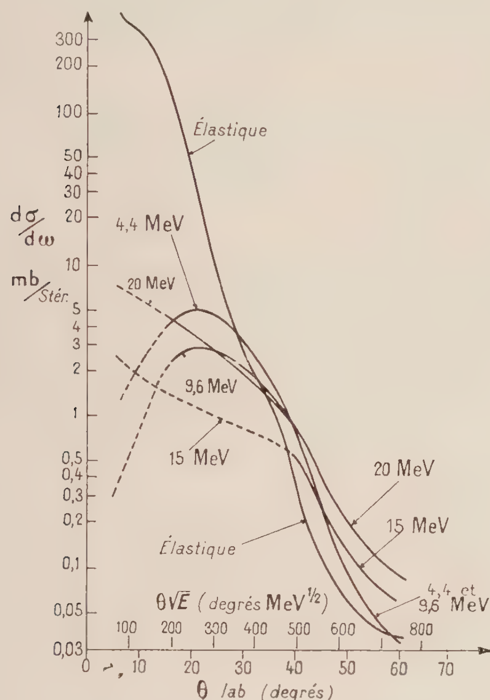


Fig. 3. — Diffusion élastique et inélastique des protons sur le ^{12}C. E_p incidents : 155 MeV.

95 MeV et 135 MeV [4] et présentent un maximum à 250 MeV$^{1/2}$.degrés comme à 182 MeV [3].

La distribution angulaire observée pour l'excitation du niveau de 4,4 MeV (transition $0^+ \to 2^+$) est en accord avec la distribution calculée [10] à partir du mécanisme d'interaction directe et du modèle en couche. On remarquera que la distribution observée pour l'excitation du niveau de 9,6 MeV est très semblable à celle du niveau de 4,4 MeV.

Par ailleurs de premières valeurs aux faibles angles pour le niveau de 20 MeV sont apparues nettement plus faibles que celles obtenues à 182 MeV [3], mais des mesures ultérieures ont montré qu'elles sont du même ordre. D'autre part, la distribution observée décroît beaucoup plus lentement avec l'angle θ que la distribution en θ^{-2} calculée par Kawai et Terasawa [11] en supposant que l'excitation est dipolaire électrique et se produit uniquement par interaction coulombienne ; au-dessus de 10° l'excitation serait donc due essentiellement à une interaction nucléaire, comme pour les autres niveaux.

L'énergie du niveau excité par diffusion de protons de grande énergie ($20 \pm 0{,}5$ MeV si on suppose un niveau unique) paraît inférieure à celle de la résonance géante observée par réaction ^{11}B(p, γ)^{12}C [7], [8] (22,5 MeV avec indication de niveaux à 21,4 et 22,1 MeV) ou par réaction ^{12}C(γ, n)^{11}C [9]. L'excitation de ce niveau ne pourrait être appréciable qu'aux faibles angles, de l'ordre de 10°.

Nous avons obtenu des valeurs préliminaires à θ = 20°, 30°, 40° et 50° pour des protons incidents de 100 MeV, en ralentissant le faisceau primaire avant les lentilles de focalisation par un écran de graphite de 10 g/cm² et en utilisant le télescope sans ralentisseur de polyéthylène. Les sections efficaces obtenues pour les 5 raies, élastique et inélastiques, concordent avec celles obtenues à 155 MeV pour une même valeur de $\theta\sqrt{E}$.

Des mesures sont en cours sur la corrélation angulaire entre les protons diffusés inélastiquement avec excitation du niveau de 20 MeV, et les protons de désexcitation de ce niveau.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Gerstein (G.), Niederer (J.) et Strauch (K.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 427.
[2] Strauch (K.) et Titus (F.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 200.
[3] Tyren (H.) et Maris (Th. A. J.), *Nucl. Physics*, 1957, **3**, 52 et **4**, 637.
[4] Dickson (J. M.) et Salter (D. C.), *Nuovo Cimento*, 1957, VI, 235.
[5] University of Minnesota, Linear Accelerator Laboratory, Annual Progress Report, 1958.
[6] Caverzasio et Michalowicz, Communication à ce Colloque, *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 318.
[7] Gove, Litherland et Batchelor, *Phys. Rev.* (Letters), 1959, **3**, 177.
[8] Gemmel, Morton et Titterton, *Nuclear Physics*, 1959, **10**, 33.
[9] Barber, George et Reagan, *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 73.
[10] Benoist (P.), Marty (C.) et Meyer (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1389.
[11] Kawai (M.) et Terasawa (T.), *Progr. Theor. Phys.*, 1959, **22**, 513.

ÉTUDE DES RÉACTIONS pp'γ PROVOQUÉES PAR DES PROTONS DE 155 MeV. CAS DE LA RÉSONANCE GÉANTE.

Par Mmes H. LANGEVIN-JOLIOT, N. MARTY et M. X. DE BOUARD,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les protons énergiques excitent les noyaux à la résonance géante. Pour tenter de préciser ce processus, nous avons recherché les photons d'environ 20 MeV associés aux protons p' diffusés inélastiquement qui excitent la résonance géante. On donne le rapport $\sigma(pp'\gamma)/\sigma(pp')$ pour les noyaux ^{12}C et ^{16}O pour des angles de diffusion des protons de 10° et 25° pour le premier cas et 10° pour le second.

Abstract. — In order to have more information about the excitation of the giant resonance by inelastic scattering of protons, we have searched the γ rays associated with this excitation. The ratio $\frac{d\sigma_{pp'\gamma}}{d\Omega} \Big/ \frac{d\sigma_{pp'}}{d\Omega}$ is given for scattering angles for protons of 10° and 25° for a ^{12}C target, and 25° for an ^{16}O target.

Les spectres de diffusion élastique de protons de 185 MeV obtenus par Tyrén et Maris [1] présentent des pics dont la position en énergie et la largeur correspondent approximativement à celles que l'on observerait si le noyau était excité à la résonance géante.

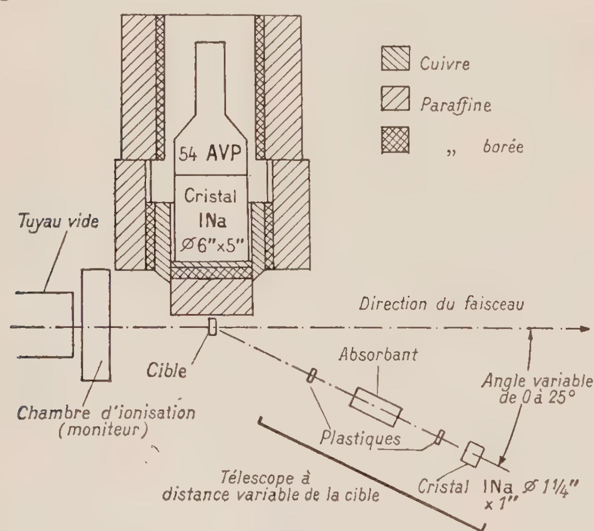


FIG. 1.

Ce résultat n'a pu être expliqué qu'en partie par l'excitation du noyau par interaction coulombienne [2], [3].

Nous avons repris l'étude de ce phénomène, dans le cas des noyaux ^{12}C et ^{16}O, à l'aide du faisceau de protons de 155 MeV du synchrocyclotron d'Orsay. Dans le but d'apporter des renseignements supplémentaires sur le mode d'excitation, nous avons recherché les photons associés aux protons diffusés qui laissent au noyau une énergie de 19 à 25 MeV.

En considérant la résonance géante comme une excitation dipolaire électrique, la plus grande partie des photons doit correspondre à la désexcitation vers le niveau fondamental. De tels photons, d'énergie voisine de 20 MeV ont effectivement été

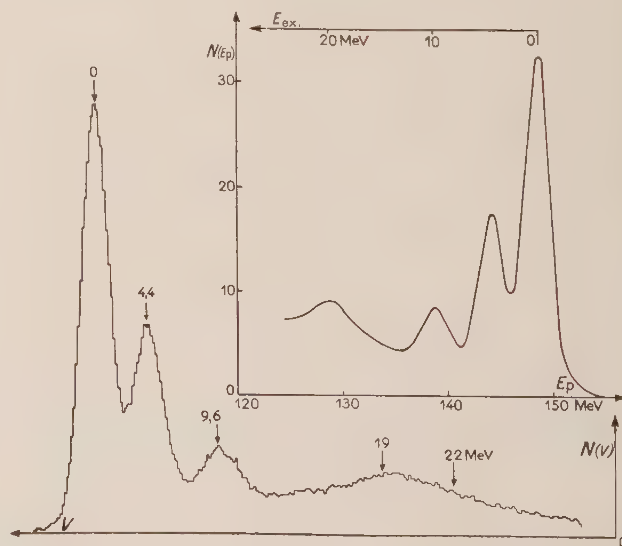


FIG. 2. — Spectre des protons diffusés sur ^{12}C à 25°.

mis en évidence récemment dans les réactions (pγ) correspondantes [4], [5], [6].

Cependant, nous devions nous attendre à n'observer qu'un nombre très faible de rayonnements γ, car ce processus de désexcitation est en compétition avec les réactions (p, 2p) et (p, pn) dont les seuils sont inférieurs à 19 MeV.

Le dispositif est schématisé (*fig.* 1). Nous avons utilisé pour l'étude de ^{12}C une cible de graphite pur de 3 cm de largeur et 4 cm de hauteur, et pour l'étude de ^{16}O une cible d'eau de 4 × 5 cm. Dans

les deux cas, la perte d'énergie des protons incidents dans les cibles était de 7,5 MeV.

Les protons diffusés sont détectés par un télescope à protons comportant en coïncidence « rapide » deux scintillateurs plastiques, en coïncidence « lente » avec un scintillateur INa(Tl) de 2,5 cm d'épaisseur. Un absorbant de carbone est placé entre les deux plastiques, ainsi seuls sont détectés par le scintillateur INa(Tl) les protons d'énergie supérieure à 123 MeV. Le cristal est monté sur un photomultiplicateur 53 A. V. P. et les impulsions sont analysées par une chaîne proportionnelle. L'angle solide de détection des protons était de 3.10^{-3} stéradian.

Les mesures ont été faites à 10° et 25° du faisceau incident. Sur la figure 2 est représenté le spectre obtenu à 25° avec la cible de carbone. On y distingue les pics correspondant aux niveaux de 4,4 et 9,6 MeV, ainsi qu'un pic correspondant à une énergie d'excitation de (20 ± 1) MeV et dont l'intensité est estimée à 25 % de celle du pic élastique, en accord avec [1] et [7].

Les photons sont détectés et analysés à l'aide d'un scintillateur INa(Tl) de 12,5 cm de diamètre, 15 cm de hauteur associé à un photomultiplicateur 54 A. V. P. Le cristal est protégé du fond de rayonnement parasite par 2 cm de cuivre (sauf en direction de la cible) 1 cm de paraffine borée et 5 cm de paraffine. Le scintillateur était en général placé à 90° de la direction du faisceau incident et aussi près que possible de la cible ; l'ouverture angulaire était alors de 60°.

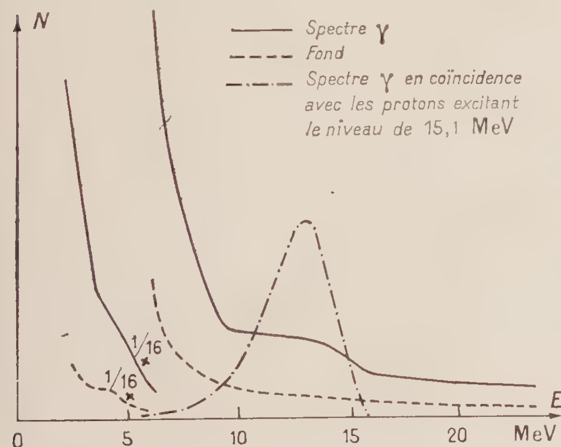


FIG. 3. — Spectre γ, cible ^{12}C.

Nous avons représenté (*fig.* 3) le spectre obtenu dans ces conditions avec la cible de carbone, ainsi que le fond en l'absence de cible. La bosse principale du spectre est due aux photons de désexcitation du niveau de 15,1 MeV de ^{12}C qui se désexcite presque entièrement par émission de γ. Nous avons aussi représenté le spectre γ en coïncidence avec les protons diffusés à 10° d'énergie correspondant à l'excitation du niveau de 15,1 MeV. La forme et la position de la raie ainsi obtenue nous ont servi d'étalons pour les photons de la résonance géante. Nous avons adopté pour le facteur « efficacité angle solide » du détecteur γ la valeur de 2 %, représentant 70 % de la valeur calculée pour tenir compte du fait qu'on dénombre les impulsions qui se trouvent dans une bande de 4 MeV à partir de l'énergie maximum de la raie.

Le dispositif électronique, schématisé figure 4,

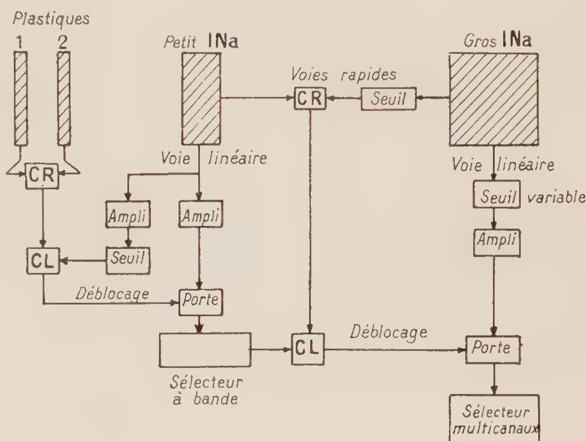


FIG. 4.

a été mis au point par M. Corbé, au Service Électronique du Laboratoire et sera décrit en détail ultérieurement. On analyse le spectre de photons en coïncidences avec les protons traversant le télescope et ayant une énergie convenable. Un circuit de coïncidence de temps de résolution 2.10^{-8} s entre les deux détecteurs INa(Tl) permet de réduire les coïncidences fortuites. Un seuil réglable placé sur les voies linéaire et rapide de détection des γ limite le nombre d'impulsions admises. Le seuil adopté a été de 8 MeV.

Le synchrocyclotron fonctionnant en multifaisceaux avec un temps d'occupation de l'ordre de 0,25, nous avons admis dans le scintillateur INa(Tl) du télescope jusqu'à 10 000 protons-seconde et 3 000 impulsions-s d'énergie supérieure à 8 MeV dans le détecteur γ. On observait alors par heure de l'ordre de 10 coïncidences vraies entre protons et γ cherchés pour 4 coïncidences fortuites.

Les résultats obtenus en supposant une distribution isotrope des γ sont donnés dans le tableau suivant pour ^{12}C et ^{16}O. Nous avons aussi indiqué les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique des protons qui nous ont servi pour le calcul de $\frac{d\sigma_{pp'\gamma}}{d\Omega}$ et de $\frac{d\sigma_{pp'\gamma}}{d\Omega} \Big/ \frac{d\sigma_{pp'}}{d\Omega}$ (p' protons diffusés d'énergie correspondant à l'excitation des niveaux au voisinage de la résonance).

Pour avoir une indication sur le sens de l'anisotropie de la distribution angulaire des γ, nous avons fait une mesure de coïncidences $p'\gamma$, les protons étant diffusés à 10° et les γ détectés à 120° de la direction du faisceau incident. Le nombre de γ détectés à cet angle est au plus égal à celui détecté à 90°.

Dans les mesures faites à 25° nous n'avons pas détecté, à la précision permise par les erreurs statistiques, de photons d'énergie supérieure à 20 MeV aussi bien pour ^{12}C que pour ^{16}O. Par contre à 10°, avec cible de ^{12}C les photons avaient une énergie allant jusqu'à 22 à 23 MeV. Ceci semblerait indiquer que les niveaux excités par diffusion des protons à 10° et 25° ne sont pas totalement les mêmes.

Cible	θ_{diff} p'	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{mb/ster}_{elas}$	$\frac{d\sigma_{pp'\gamma}}{d\Omega}$ mb/ster	$\frac{d\sigma_{pp'}}{d\Omega} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{elas}$	$\frac{d\sigma_{pp'\gamma}}{d\Omega} \Big/ \frac{d\sigma_{pp'}}{d\Omega}$
^{12}C	10°	320 [7]	$(13 \pm 4)\ 10^{-3}$	0,033 [1]	$(1,3 \pm 0,4)\ 10^{-3}$
^{12}C	10°	320 [7]		0,008 [7]	$(5,3 \pm 1,6)\ 10^{-3}$
^{12}C	25°	8,2 [7]	$(4,8 \pm 2)\ 10^{-3}$	0,25	$(2,3 \pm 1)\ 10^{-3}$
^{16}O	25°	7,25 [1]	$(3 \pm 2,2)\ 10^{-3}$	0,37 [1]	$(1,1 \pm 0,8)\ 10^{-3}$

RÉFÉRENCES

[1] Tyrén (H.) et Maris (Th. A. J.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 52 ; 1957, **4**, 277 ; 1958, **6**, 82 ; 1958, **6**, 446 ; 1958, **7**, 24 ; 1958, **7**, 281.
[2] Maris (Th. A. J.) et Tyrén (H.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 35.
[3] Kawai (M.) et Terasawa (T.), *Progr. Theor. Phys.*, 1959, **22**, 513.
[4] Gemmel (D. S.), Morton (A. H.) et Titterton (E. W.), *Nuclear Physics*, 1959, **10**, 33.
[5] Gove (H. E.), Litherland (A. E.) et Batchelor (R.), *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **3**, 177.
[6] Cohen (G. S.), Fisher (P. S.) et Warburton (E. K.), *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **3**, 433.
[7] Garron (J. P.), Jacmart (J. C.), Massonnet (L.), Riou (M.) et Ruhla (C.), *J. Physique Rad.*, à paraître.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 322.

ÉTUDE DES DEUTONS ET DES TRITONS ÉMIS LORS DU BOMBARDEMENT DE NOYAUX DE CARBONE PAR DES PROTONS DE 155 MeV.

Par P. RADVANYI et J. GÉNIN,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — On a mesuré les spectres d'énergie des deutons et des tritons émis à 15°, 30°, 60° et 120°, lors du bombardement de noyaux de carbone par des protons de 155 MeV. Ces mesures ont été faites à l'aide d'un télescope donnant l'énergie et la nature des particules chargées qui le traversent, grâce à la détermination simultanée de leur ionisation spécifique et de leur énergie totale. Les spectres d'énergie obtenus pour les deutons et les tritons — entre 30 MeV environ et l'énergie maximum — sont comparés aux spectres de protons mesurés dans les mêmes conditions. Une grande partie des résultats pourrait être expliquée par des processus de pick-up.

Abstract. — The energy spectra of deuterons and tritons emitted at 15°, 30°, 60° and 120° laboratory angles from carbon bombarded by 155 MeV protons were measured. These measurements were made with a scintillator telescope giving the kind and the energy of a charged particle by simultaneous determination of its dE/dx and E. The resulting energy spectra for deuterons and tritons — between about 30 MeV and maximum energy — are compared with the proton spectra obtained in the same conditions. An important part of the results could be explained by pick-up reactions.

On sait depuis quelques années que les noyaux, sous l'action de protons ou de neutrons de grande énergie, émettent des deutons en proportion relativement notable. Ceux-ci sont émis préférentiellement vers l'avant et peuvent avoir une grande énergie, laissant le noyau résiduel dans son état fondamental ou dans un de ses premiers états excités. Les études de ce processus ont été réalisées

notamment à 90 MeV [1], 95 MeV [2] et 300 MeV [3]. L'émission de tritons énergiques a également été observée. La formation de ces deutons a été interprétée comme le résultat d'un mécanisme de pick-up se produisant soit directement : le proton incident emmenant avec lui un des neutrons du noyau [4, 5, 6], soit indirectement à la suite d'un premier choc du proton incident dans le noyau [7]. A 675 MeV, l'émission de deutons a été considérée comme due à l'éjection de quasi-deutons hors du noyau [8, 9].

De telles expériences doivent fournir des renseignements sur le mécanisme des réactions nucléaires en cause, ainsi que sur la structure des noyaux : quantités de mouvements des nucléons « cueillis », sous-structures, surface du noyau par des études sur des noyaux de divers Z (le deuton émis — particule peu liée — se formerait à la surface du noyau).

Nous avons voulu étendre ces résultats, en particulier du point de vue de l'extension du domaine d'énergie des deutons émis et de la détermination des spectres de tritons, en utilisant le faisceau externe de protons de 155 MeV du synchrocyclotron d'Orsay. Nos premières expériences ont porté sur le carbone.

Pour étudier, à différents angles par rapport à la direction des protons incidents, les spectres d'énergie des protons, deutons et tritons, nous avons réalisé un télescope permettant de déterminer à la fois l'énergie et la nature des particules chargées émises par la mesure simultanée de leur perte d'énergie spécifique $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, et de leur énergie totale E. Ce télescope, représenté schématiquement sur la figure 1, comporte 3 scintillateurs : le premier est un disque de plastique percé d'un trou de diamètre 10 mm ; placé à 70 cm de la cible, il définit par anticoïncidence l'angle solide vu par le télescope. Le second détecteur est un cristal de CsI(Tl) d'épaisseur 1 mm, permettant de mesurer la quantité $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$: trop mince, ce cristal donnerait des fluctuations de perte d'énergie trop importantes, trop épais, il conduirait à des énergies limites inférieures trop élevées pour les particules étudiées. Le troisième scintillateur, qui mesure l'énergie totale résiduelle, est un gros cristal de CsI(Tl) de longueur 74 mm, permettant d'absorber complètement les protons les plus énergiques. Les photomultiplicateurs utilisés sont des 53 AVP.

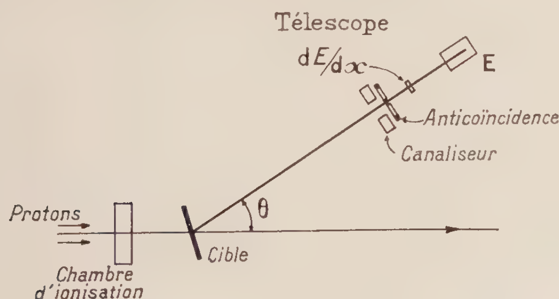


Fig. 1. — Disposition de l'expérience.

Avec un analyseur d'impulsion à 256 canaux, on mesure le spectre des impulsions $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ correspondant à une bande d'énergie (environ 4 MeV) à une énergie donnée E dans le dernier scintillateur. Cette bande est déterminée par un sélecteur à un canal. Les coïncidences (dans un temps de résolution de 1 μs) entre les impulsions provenant de ce sélecteur et celles de la voie $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ — en anticoïncidence avec les impulsions du plastique de définition — donnent les impulsions de déblocage du 256 canaux.

A chaque angle, on détermine les spectres $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ correspondant à des bandes prises à une vingtaine d'énergies différentes. Les spectres $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ donnent ainsi pour chaque énergie résiduelle considérée le spectre de masse des particules chargées traversant le télescope. De cette manière, on sépare correctement les protons, deutons et tritons ; quelques ^{3}He et particules α de grande énergie apparaissent également (*fig.* 2). L'émission de ces deux derniers types de particules fera l'objet d'une étude ultérieure.

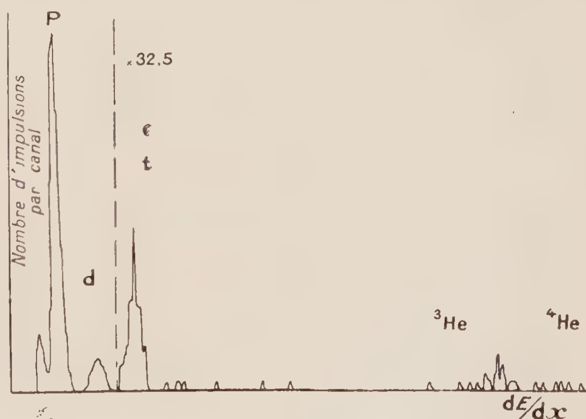


Fig. 2. — Spectre d'impulsions $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ pour une énergie restante (*p*. *d*, *t*) de 54 MeV.

Nous avons admis que la réponse lumineuse du CsI(Tl) aux protons, deutons et tritons de grande énergie était la même, ce qui semble bien vérifié, à 2 ou 3 % près, par la position du pic des deutons de pick-up direct. L'intensité du faisceau de protons est fixée de manière à ne pas dépasser des taux de perte acceptables pour l'anticoïncidence et le 256 canaux.

Les spectres $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ sont ensuite planimétrés et on remonte, pour chaque type de particule, à l'énergie de départ au milieu de la cible de carbone (0,173 g/cm²). Les intensités obtenues sont corri-

gées des pertes électroniques ainsi que des pertes par processus inélastiques (réactions nucléaires) dans le gros cristal de CsI(Tl). Cette dernière correction, qui a été faite soit graphiquement, soit par le calcul, est particulièrement importante aux petits angles, où les spectres d'énergie des protons et deutons présentent un pic important à l'énergie

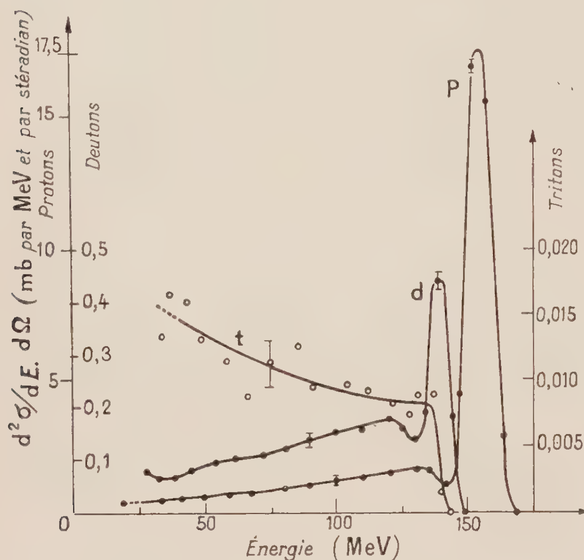


Fig. 3. — Spectres d'énergie des protons, deutons, tritons. Carbone à 15° (Lab.). E_p = 155 MeV.

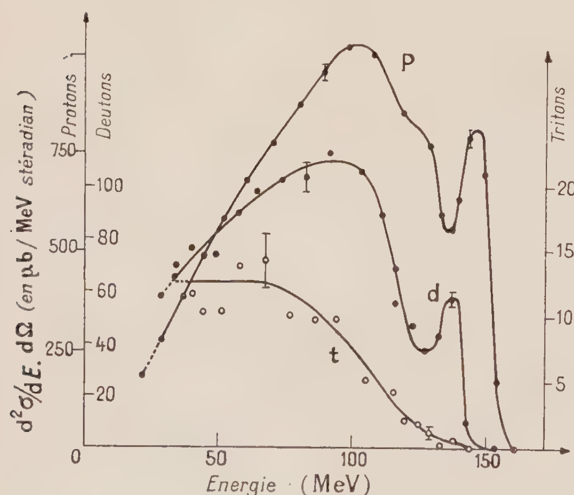


Fig. 4. — Spectres d'énergie des protons, deutons, tritons. Carbone à 30° (Lab.). E_p = 154 MeV.

maximum. Ces phénomènes inélastiques donnent, sur une partie des spectres dE/dx, un pic à une position inférieure à celle du pic normal de la particule correspondante à l'énergie résiduelle considérée (voir figure 2 à gauche du pic des protons). Une chambre d'ionisation, placée sur le faisceau de protons et étalonnée par comparaison avec un cylindre de Faraday, nous a permis de remonter aux sections efficaces absolues.

Nous avons obtenu ainsi les spectres d'énergie des deutons, des tritons, ainsi que des protons

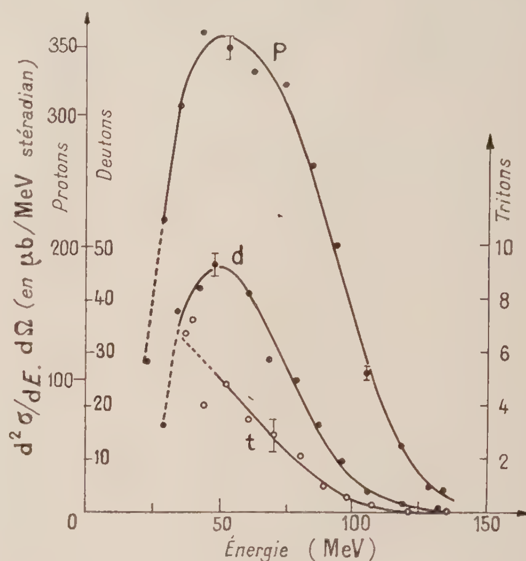


Fig. 5. — Spectres d'énergie des protons, deutons, tritons. Carbone à 60° (Lab.). E_p = 155 MeV.

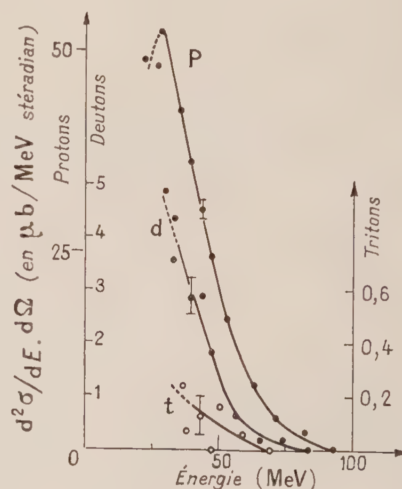


Fig. 6. — Spectres d'énergie des protons, deutons, tritons. Carbone à 120° (Lab.). E_p = 154 MeV.

(mesurés dans les mêmes conditions afin de faciliter les comparaisons) émis par les noyaux cibles de carbone aux angles de 15°, 30°, 60° et 120° (laboratoire) (*fig.* 3, 4, 5 et 6). La résolution en énergie est médiocre par suite de la largeur de bande et des diverses nécessités de la méthode utilisée pour obtenir une bonne séparation des masses à toutes les énergies. Quelques marges d'erreurs statistiques typiques ont été indiquées sur les courbes. A cause

de la largeur en énergie de la bande d'analyse au milieu de la cible, l'incertitude sur le dernier point à 15°, 30° et 60°, et sur les deux derniers points à 120°, est nettement plus grande que sur les autres : c'est pourquoi nous avons terminé les spectres d'énergie par des pointillés aux énergies les plus faibles (protons : $\sim$ 23 MeV, deutons : $\sim$ 29 MeV, tritons : $\sim$ 34 MeV). L'erreur sur les valeurs des sections efficaces différentielles absolues (en dehors des erreurs statistiques) doit être inférieure à $\pm$ 15 %.

Quelques premières remarques peuvent être faites sur ces spectres :

On distingue nettement, sur les spectres de protons et de deutons à 15° et à 30° des pics aux énergies maxima, correspondant à l'état fondamental ou à un des premiers niveaux excités des noyaux résiduels ^{12}C et ^{11}C, et des spectres continus au-dessous des énergies maxima. Les pics de deutons correspondent au processus de pick-up direct. A partir de 60°, on ne distingue plus que des spectres continus. A 30°, le pic de protons doit être constitué par le pic élastique et les pics inélastiques correspondant aux premiers niveaux — non résolus dans notre cas — de ^{12}C [10]. Là où la comparaison est possible — et en tenant compte des énergies incidentes différentes — les sections efficaces différentielles absolues sont à peu près en accord avec les résultats de Selove [2] et de Hess et Moyer [3], et en assez bon accord avec des résultats non encore publiés obtenus à Harvard à 145 MeV [11].

Les spectres continus doivent correspondre à des réactions du type (p, pn), (p, 2p) etc... pour les protons, (p, dp), (p, dn), etc... pour les deutons. Ils présentent un maximum bien apparent jusqu'à 60°. L'énergie du maximum et l'énergie moyenne du spectre continu diminuent quand l'angle augmente. La forme des spectres varie d'un angle à l'autre.

La ressemblance entre les spectres de protons et de deutons à tous les angles est particulièrement frappante : cette analogie semble montrer que les spectres continus de deutons sont dûs en grande partie à un mécanisme de pick-up indirect (pick-up après diffusion).

Aux erreurs statistiques près, les spectres de tritons semblent avoir une forme différente des spectres de deutons, mais on observe aussi à 15° et à 30° des tritons ayant l'énergie maximum, et correspondant donc à l'état fondamental de ^{10}C, ou à un ou plusieurs de ses premiers niveaux excités ; au-dessous de cette énergie maximum s'étend un spectre continu de tritons. Trois mécanismes semblent possibles *a priori* pour la formation de tritons : le pick-up par le proton incident ou par un nucléon diffusé d'une paire de neutrons — ou d'une paire proton-neutron — en corrélation, le pick-up d'un premier neutron, puis d'un second, en deux étapes, et enfin l'éjection d'un « quasi-triton ». Le premier de ces mécanismes est sans doute le plus probable.

Il est intéressant de constater que l'on observe encore des deutons et des tritons — bien que beaucoup moins intenses — émis vers l'arrière, à 120°. Peut-être y a-t-il dans ce cas un maximum du spectre de protons vers 29 MeV, mais l'incertitude sur les deux derniers points du spectre est trop grande pour pouvoir l'affirmer.

Au point de vue distribution angulaire, l'intensité des composantes de pick-up direct des spectres de deutons et de tritons diminue rapidement quand l'angle augmente ; par contre, l'intensité des spectres continus diminue beaucoup moins vite. Si on compare entre eux les intensités des spectres continus (pics exclus) de protons, deutons et tritons au-dessus de 35 MeV, on constate que les rapports p/d et d/t sont approximativement égaux entre eux et ne varient pas sensiblement avec l'angle de 15° à 60° ($p/d \simeq d/t \simeq 10$). Ces rapports sont un peu plus élevés à 120° (autour de 15) mais ceci est peut-être dû seulement à la fixation arbitraire à 35 MeV de la limite inférieure d'énergie qui intervient davantage dans la comparaison à 120°.

Nous tenons à remercier en particulier M. Brissaud et Mme Gradsztajn pour l'aide qu'ils nous ont apportée dans les mesures et les montages, M. Reide et M. Brun pour toute l'aide apportée en électronique, M. David-Boyer pour le travail particulièrement soigné réalisé pour polir et monter les scintillateurs, ainsi que toute l'équipe qui a assuré la conduite du synchrocyclotron.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hadley (J.) et York (H.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 345.
[2] Selove (W.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 231.
[3] Hess (W. N.) et Moyer (B. J.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 337.
[4] Chew (G. F.) et Goldberger (M. L.), *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 470.
[5] Heidmann (J.), *Phys. Rev.*, 1950, **87**, 171.
[6] Greider (K. R.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 786.
[7] Bransden (B. H.), *Proc. Phys. Soc.* (London), 1952, **65 A**, 738.
[8] Azhgirei (L. S.), Vzorov (I. K.), Zrelov (V. P.), Mescheriakov (M. G.), Neganov (B. S.) et Shabudin (A. F.), *J. Exp. Theor. Phys.* (S. S. S. R.), 1957, **33**, 1185.
[9] Blockhintsev (D. I.), *J. Exp. Theor. Phys.* (S. S. S. R.), 1957, **33**, 1295.
[10] Communication à ce colloque de MM. Garron, Jacquemart, Massonet, Riou et Ruhla.
[11] P. F. Cooper et R, Wilson, cités dans [6]. Note sur épreuves : ces résultats viennent de paraître dans *Nuclear Physics*, 1960, **15**, 373.

DIFFUSION QUASI-ÉLASTIQUE DE PROTONS DE 153 MeV PAR DES PROTONS DANS L'ÉTAT *p* DE ^{12}C.

Par T. J. GOODING et H. G. PUGH,
A. E. R. E., Harwell, Berks., Grande-Bretagne.

Résumé. — On a mesuré les spectres d'énergie et les corrélations angulaires dans la réaction ^{12}C (p,2p) ^{11}B à 153 MeV pour les événements qui laissent ^{11}B dans un état peu excité. Compte tenu de la distribution en quantité de mouvement des protons-cibles, les résultats sont en accord avec le mécanisme de diffusion quasi-élastique.

Abstract. — Energy spectra and angular correlations have been measured for the reaction ^{12}C (p, 2p) ^{11}B at 153 MeV for events in which ^{11}B is left in states at low excitation. The results are consistent with the mechanism of quasi-elastic scattering when the momentum distribution of the struck protons is taken into account.

L'étude des réactions nucléaires aux hautes énergies peut donner un grand nombre de renseignements sur la structure du noyau. Le genre de renseignements que l'on peut obtenir concerne la manière dont les nucléons sont liés à l'intérieur du noyau, la distribution de leurs quantités de mouvement, et l'existence d'agglomérats de nucléons comme les particules alpha dans le noyau. Cependant, avant que de telles études puissent donner des résultats définis, il est nécessaire de comprendre l'interaction élémentaire que l'on pense être un choc quasi-élastique à l'intérieur du noyau entre la particule incidente et un nucléon ou un agglomérat de nucléons. C'est pour cette raison que nous avons étudié la réaction (p, 2p).

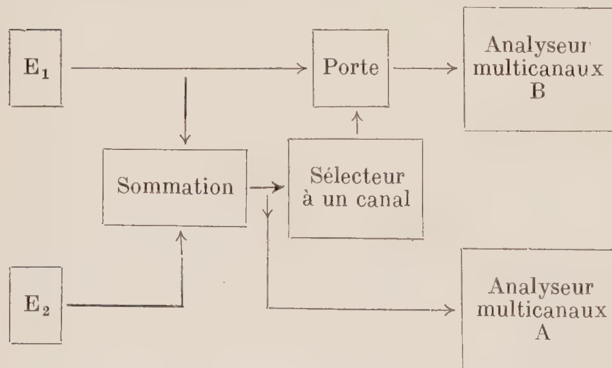


Fig. 1. — Diagramme fonctionnel de l'expérience.

Dans cette expérience nous bombardons du carbone avec des protons de 153 MeV du synchrocyclotron de 110 pouces de Harwell. Les deux protons émis sont détectés par des scintillateurs plastiques à énergie totale. La méthode expérimentale est représentée schématiquement sur la figure 1. On additionne les énergies des deux protons pour chaque événement afin d'obtenir des spectres de somme comme celui représenté sur la figure 2. Dans ces spectres de somme, il y a deux pics principaux, à 137 MeV et à 119 MeV, correspondant à l'arrachage du carbone de protons dont l'énergie de liaison est de 16 MeV et de 34 MeV respectivement. Les protons moins liés sont interprétés

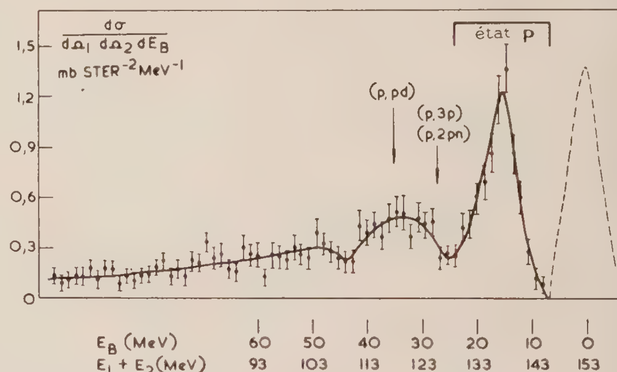


Fig. 2. — Spectre de somme du carbone. La courbe en pointillé représente le spectre de la diffusion par l'hydrogène et indique la résolution en énergie, due essentiellement à la largeur en énergie du faisceau incident.

comme étant des protons $p_{3/2}$ de ^{12}C alors que les protons plus liés doivent provenir de l'état *s*. L'arrachage d'un proton de l'état *p* laisse le noyau résiduel de ^{11}B dans son état fondamental ou dans un état voisin, et des considérations énergétiques montrent qu'il n'y a pas de réactions en compétition. Nous avons étudié en détail les événements de l'état *p*.

Les deux compteurs ont été placés dans le même plan que le faisceau incident, à des angles θ_1 et θ_2 de chaque côté de la direction du faisceau. La section efficace différentielle, pour les événements de l'état *p*, a été mesurée pour un grand nombre de combinaisons (θ_1, θ_2) des deux protons

sortants. Dans la figure 3, on a porté les résultats en fonction de l'angle de séparation $(\theta_1 + \theta_2)$ entre les protons sortants pour six valeurs de θ_1. Il y a entre les deux protons une forte corrélation angulaire, et sa caractéristique frappante est la

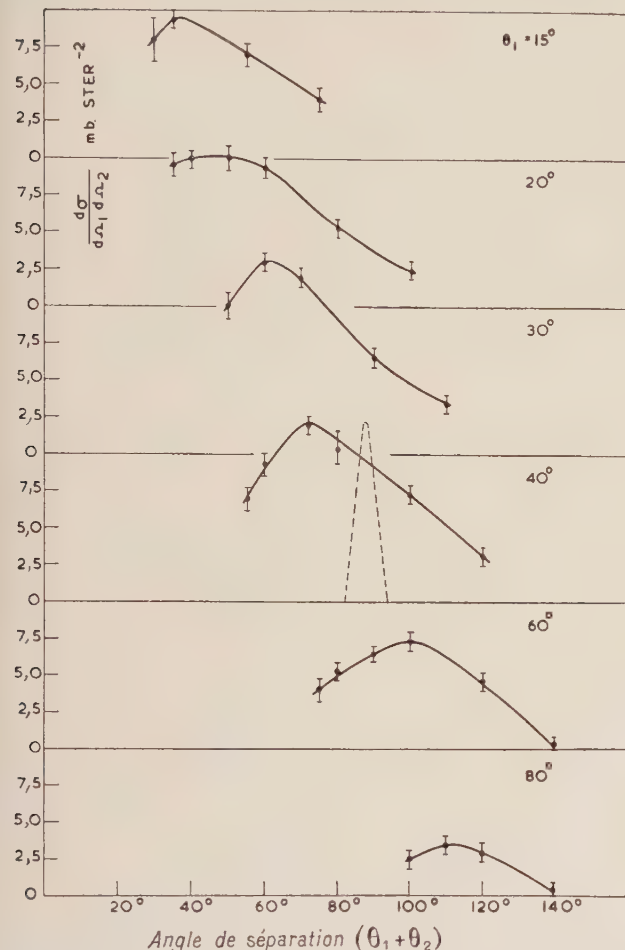


FIG. 3. — Section efficace différentielle $d\theta/d\Omega_1\, d\Omega_2$ pour des événements coplanaires de l'état p dans le carbone. L'incertitude sur la valeur absolue des sections efficaces est de ± 20 %. La résolution angulaire mesurée pour la diffusion par l'hydrogène est montrée en pointillé.

façon dont l'angle de séparation pour le pic varie, de 35° lorsque $\theta_1 = 15°$ à 110° lorsque $\theta_1 = 80°$. Si les protons heurtés étaient immobiles et libres, l'angle de séparation serait toujours de 90°, et l'énergie de liaison de 16 MeV ne modifie que légèrement cet angle.

Afin de trouver les raisons d'un effet aussi important nous avons effectué dans l'approximation de Born un calcul tenant compte du fait que les protons heurtés sont en mouvement. Nous avons utilisé les distributions de quantité de mouvement simples de l'oscillateur harmonique de la forme $k^2\, e^{-k^2/\nu}$ où k est le nombre d'onde et ν un paramètre. La figure 4 donne les résultats pour des valeurs de ν telles que l'énergie cinétique moyenne

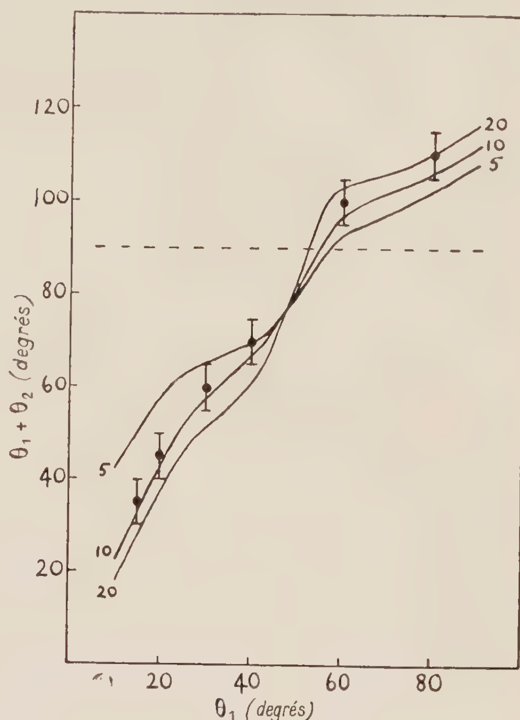


FIG. 4. — Angle de séparation pour le pic de la corrélation angulaire de l'état p calculé par l'approximation de Born, avec les valeurs expérimentales.

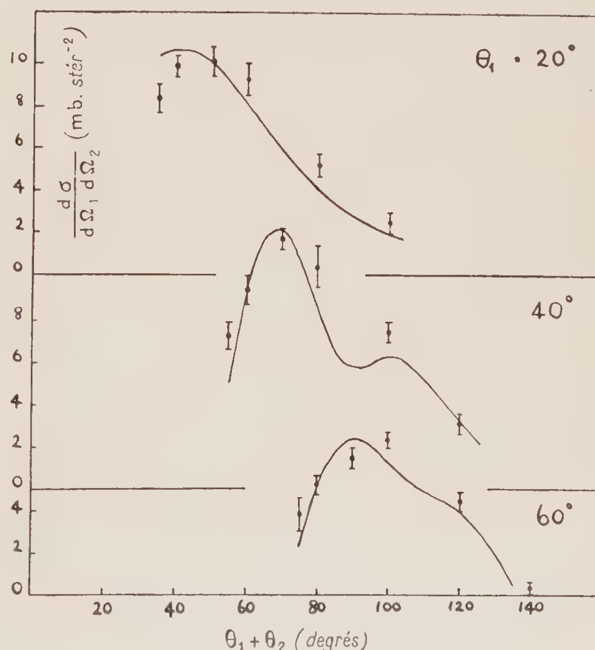


FIG. 5. — Corrélations angulaires pour les événements de l'état p comparées avec le calcul de W. K. B. avec $\nu = 0{,}3741$. Les courbes théoriques ont été multipliées par le facteur 2,1.

du proton heurté est de 5, 10 et 20 MeV. On voit que l'angle de séparation pour le pic est prédit correctement par l'approximation de Born et qu'il est insensible à la distribution des quantités de mouvement utilisée pourvu qu'elle soit raisonnable.

L'approximation de Born prédit — comme on peut s'y attendre — des valeurs absolues beaucoup trop grandes pour les sections efficaces. C'est pourquoi nous avons effectué un calcul du type W. K. B. qui — en supposant des parcours en ligne droite pour les protons — tient compte de l'absorption au moyen d'un puits de potentiel complexe avec les paramètres du puits donnés par Glassgold et Kellogg [1]. On a choisi pour ce calcul une distribution des quantités de mouvement avec $\nu = 0{,}3741$ pour s'ajuster aux données de Hofstadter [2] sur la diffusion des électrons. La figure 5 montre les corrélations angulaires calculées multipliées par un facteur d'environ deux pour s'ajuster aux résultats expérimentaux. On voit que, en dehors de la normalisation, les calculs sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux. Les spectres d'énergie des protons d'événements de l'état p devraient constituer un test plus sensible de la théorie. Nous avons mesuré ces spectres pour douze couples d'angles (θ_1, θ_2). La figure 6 montre trois d'entre eux ainsi que les résultats obtenus avec l'approximation de Born et avec l'approximation W. K. B. On utilise dans ces deux calculs la même distribution des quantités de mouvement avec $\nu = 0{,}3741$ et on n'a pas essayé de faire varier les paramètres pour obtenir un accord plus précis avec l'expérience. Cependant, on peut remarquer que le calcul du type W. K. B. est meilleur que l'approximation de Born, et donne une structure moins marquée, ce qui est en meilleur accord avec l'expérience. Nous pensons qu'il sera nécessaire de comparer les résultats expérimentaux à des calculs avec ondes complètement distordues qui incluront les effets de la réflexion et de la réfraction à la surface du noyau, avant de pouvoir parvenir à des conclusions précises. De tels calculs sont effectués par J. Nuttall et K. F. Riley et leurs résultats préliminaires montrent un bon accord avec l'expérience.

Nous pouvons conclure de cette expérience que la réaction (p, 2p) a bien lieu par un processus de diffusion quasi-élastique et que la distribution des quantités de mouvement des protons heurtés est très importante dans la détermination des corrélations angulaires et des spectres d'énergie ; cependant il sera nécessaire de faire un bon calcul avec des ondes distordues pour tirer des conclusions détaillées des résultats expérimentaux.

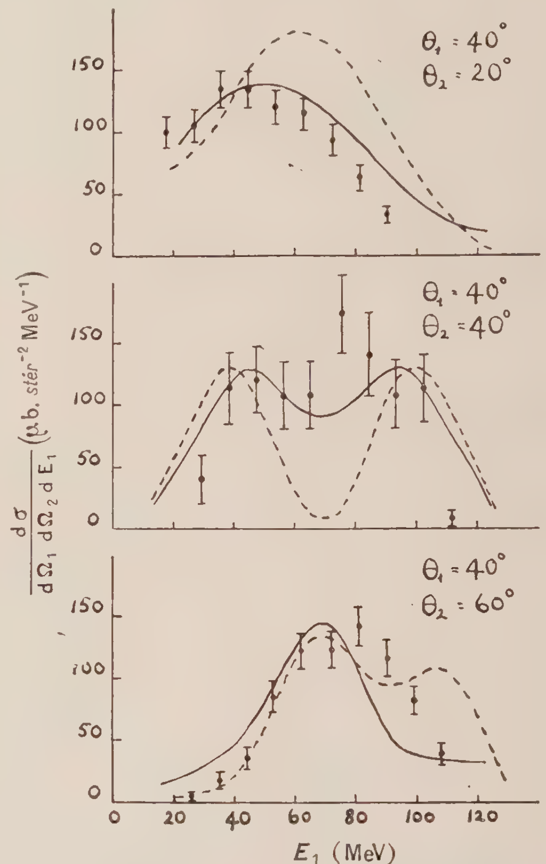


Fig. 6. — Spectres d'énergie de protons correspondant à des événements de l'état p, mesurés à $\theta_1 = 40°$, avec $\theta_2 = 20°$, $40°$ et $60°$. En comparaison sont donnés les calculs W. K. B. multipliés par 2,1, ainsi que les résultats de l'approximation de Born (en pointillé) tous multipliés par un facteur de normalisation qui est le même pour les trois courbes.

Les calculs ont été effectués en collaboration avec M. K. F. Riley qui a publié antérieurement [3] les résultats de calculs du type W. K. B. pour des protons incidents de 80 MeV.

RÉFÉRENCES

[1] Glassgold (A. E.) et Kellogg (P. J.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1291.
[2] Hofstadter (R.), *Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28**, 3.
[3] K. F. Riley, *Nuclear Physics*, 1959, **13**, 407.

DÉTERMINATION DU PARAMÈTRE *R* DANS LA DIFFUSION DE PROTONS A 142 MeV

Par L. BIRDS, D. N. EDWARDS B. ROSE, A. E. TAYLOR et E. WOOD,
A. E. R. E., Harwell.

Résumé. — On donne les résultats des mesures du paramètre R de Wolfenstein pour la diffusion p-p a 142 MeV, pour des angles allant de 24° à 90° c.m. J. Perring a utilisé ces résultats, en même temps que d'autres données correspondant à la même énergie, pour une étude du déphasage dont les résultats préliminaires sont indiqués. On a aussi mesuré, pour la même énergie, le paramètre R de différents éléments.

Abstract. — Results will be reported of a measurement of the Wolfenstein R parameter for p-p scattering at 142 MeV covering the angular range 24° to 90° c.m. These results together with other data at the same energy have been used by J. Perring in a phase shift analysis, preliminary results of which will also be presented. Measurements were also made at the same energy of the R parameter for some elements.

Dans l'ensemble du programme d'étude de l'interaction nucléon-nucléon, nous venons de terminer la mesure du paramètre de rotation R de Wolfenstein dans la diffusion p-p à 142 MeV. Voici, brièvement décrits, l'appareil et les résultats obtenus, ainsi que les résultats préliminaires d'une analyse en déphasages faite par John Perring à

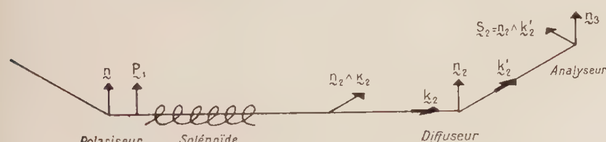


Fig. 1.

$$I_2 < \sigma_f > = I_{20} [(P_2 + D\boldsymbol{P}_1.\boldsymbol{n}_2)\,\boldsymbol{n}_2 + (A\boldsymbol{P}_1.\boldsymbol{k}_2 + R\boldsymbol{P}_1.(\boldsymbol{n}_2 \wedge \boldsymbol{k}_2))\,\boldsymbol{s}_2 + (A'\boldsymbol{P}_1.\boldsymbol{k}_2 + R'\boldsymbol{P}_1.(\boldsymbol{n}_2 \wedge \boldsymbol{k}_2))\,\boldsymbol{k}'_2].$$

Harwell. Le même appareil a été employé pour mesurer le paramètre R pour quelques éléments et nous donnerons aussi ces résultats.

Le principe de la méthode est illustré par la figure 1. Le faisceau initial dont la direction de polarisation était verticale, passe le long de l'axe d'un solénoïde dont le champ est tel que les spins des protons soient tournés dans le plan horizontal, c'est-à-dire dans la direction $\boldsymbol{n}_2 \wedge \boldsymbol{k}_2$. La direction de la polarisation peut être inversée en changeant le sens du champ du solénoïde. Après diffusion par la cible, l'état de polarisation dans la direction $\boldsymbol{s}_2$ était alors déterminé par une mesure d'asymétrie haut-bas.

Le dispositif expérimental est montré sur la figure 2. Le faisceau de protons, après avoir traversé le solénoïde, était focalisé sur une cible d'hydrogène liquide de 15 cm de long. Les protons

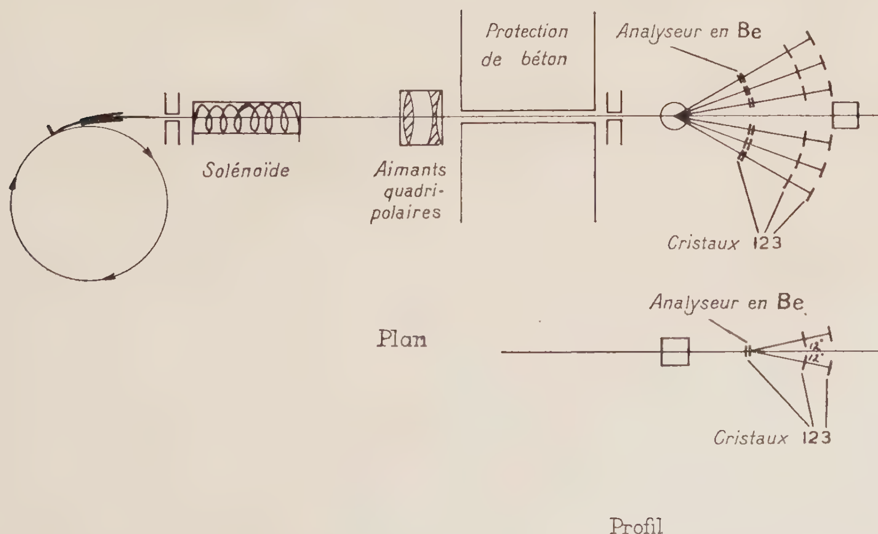


Fig. 2.

diffusés étaient alors analysés par une asymétrie sur le béryllium.

Ils étaient détectés dans un télescope à deux compteurs mis en coïncidence avec un simple compteur placé avant l'analyseur de Be. Les mesures étaient faites à six angles à la fois par un système self-monitoring. Les asymétries étaient mesurées par comparaison des taux de comptage pour les deux directions du champ du solénoïde.

La polarisation d'analyse était déterminée au moyen d'un système de compteurs placés dans le faisceau incident, dont l'énergie était réduite pour se placer dans les conditions de collision pour un angle donné de diffusion.

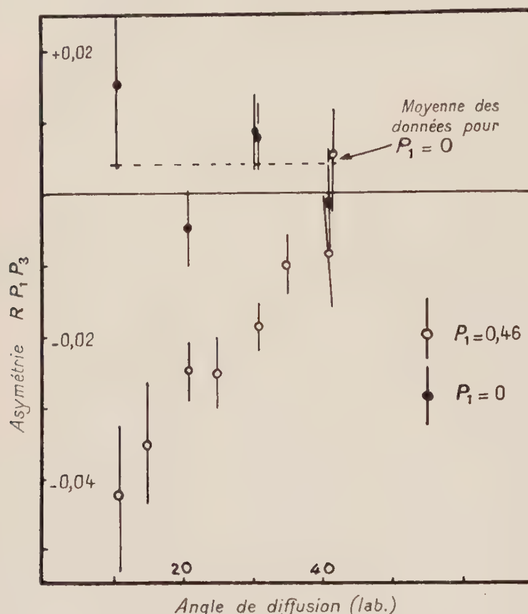


FIG. 3. — Diffusion triple proton-proton à 142 MeV.

La détermination de R, particulièrement quand elle est faite avec un système self-monitoring et un solénoïde, est très peu sujette à des erreurs systématiques. Toutefois, il y a une possibilité d'erreur sérieuse qui provient des propriétés focalisantes du solénoïde ; il faut se placer de telle sorte que la position moyenne de l'image focalisée ne change pas appréciablement quand le champ du solénoïde est inversé. Il a été possible de limiter ce déplacement à moins de 0,2 mm, ce qui met en jeu des corrections inférieures aux erreurs standard finales.

Enfin, comme dernier test, l'expérience a été répétée avec un faisceau non polarisé. Les résultats des deux mesures sont comparés sur la figure 3. L'asymétrie moyenne, pour le faisceau non polarisé est cohérente avec la valeur zéro.

Les valeurs de R obtenues par ces mesures sont portées sur la figure 4, ainsi que les prévisions des potentiels de Signell-Marshak (S. M.) et Gammel-Thaler (G. T.). Il y a peu de différence entre S. M. et G. T., quoique nous ayons une légère préférence pour S. M.

Voici maintenant les résultats préliminaires d'une analyse en déphasages faite par J. Perring à Harwell à partir de $d\sigma/d\Omega$, P, D, R, toutes ces grandeurs étant prises à 142 MeV. 23 ensembles de points de départ, pris au hasard, et comprenant aussi les possibilités S. M. et G. T. ont été considérés. Dans une première analyse, seuls les déphasages S, P, D, F furent déterminés en utilisant les résultats pour $\theta > 14°$, donnant quatre types de solutions différentes. Perring utilisa alors une analyse supplémentaire en tenant compte de la contribution due au potentiel d'échange d'un méson pour les ondes d'ordre plus élevé. Il reste alors deux solutions, et quand on utilise les résultats inférieurs à 7°, une seule demeure avec un χ^2 de 50 pour 34 degrés de liberté. Les déphasages obtenus (déphasages δ de Stapp) sont donnés dans le Tableau I.

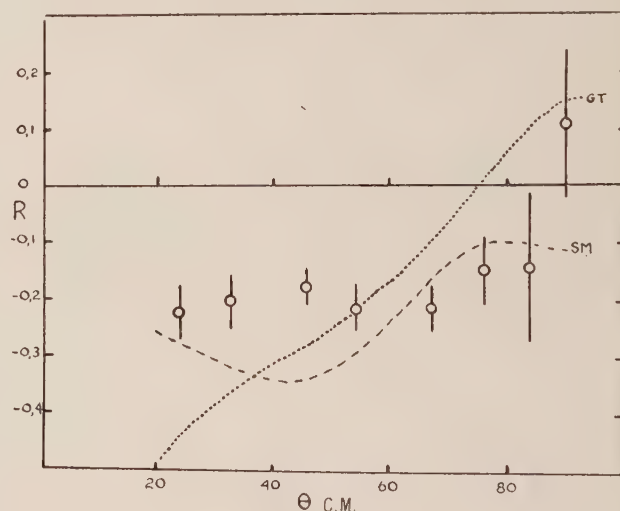


FIG. 4.

TABLEAU I

$^1S_0$	$^3P_0$	$^3P_1$	$^3P_2$	ε_2	$^3D_1$	$^3F_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
11,64	16,82	— 16,74	14,20	— 3,07	7,44	— 1,80	0,98	0,07
± 1,15	1,76	0,50	—	—	0,15	—	0,17	0,11

Perring a également analysé les résultats de Harvard pour des angles de diffusion $\theta > 14°$, mais n'a pas trouvé encore une solution avec un χ^2 comparable.

Voici maintenant les résultats des mesures de R, faites pour quelques éléments, avec l'appareil déjà décrit dans les expériences de diffusion p-p. Les résultats se trouvent sur la figure 5. Les noyaux choisis ont été Be, ^{10}B, C, dont les spins sont différents, afin de voir si R dépendait du spin du noyau, la théorie n'ayant été faite que pour des noyaux de spin zéro. Puisque nous n'avons trouvé aucune différence significative entre ces trois noyaux, nous avons groupé ensemble les résultats.

Le paramètre porté ici est β, différence de phase entre la somme et la différence des amplitudes de diffusion dépendant et ne dépendant pas du spin respectivement. L'expression théorique de R donne alors deux valeurs possibles pour β, l'une positive, l'autre négative (voir Tableau II).

Des arguments qualitatifs ont été mis en avant pour préférer les valeurs négatives, mais ceci dépend de l'approximation de Born utilisant les potentiels optiques. Ceux-ci donnent :

$$\sin \beta\alpha - \sin \theta \, (V_{CR} \, V_{SR} + V_{CI} \, V_{SI}).$$

Les valeurs de ces potentiels donnés par Ohnuma donneraient une valeur négative de β. Toutefois pour les potentiels de Bjorklund et Fernbach à la même approximation β est > 0.

Une mesure de paramètre A donné par

$$A = (1 - P^2)^{1/2} \sin (\theta - \beta)$$

ne met pas en jeu l'ambiguïté précédente et donnerait un test définitif de ces potentiels.

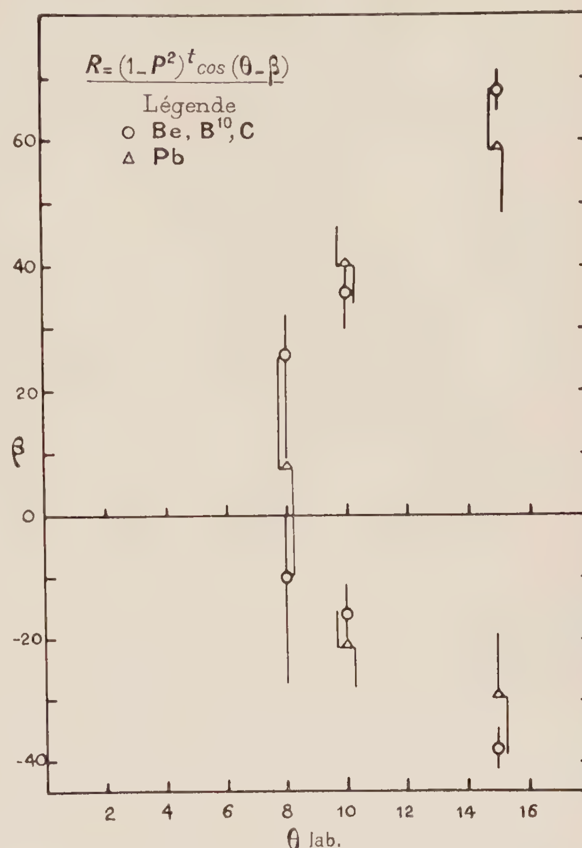


FIG. 5. — Pour l'équation en haut, à gauche, lire : $R = (1 - P^2)^{1/2} \cos (\theta - \beta)$.

TABLEAU II

VALEURS DE β

θ LAB. DEGRÉS	ÉLÉMENT	R	$\beta > 0$	$\beta < 0$
8°	C	0,84 ± 0,06	26^{+9}_{-18}	-10^{+9}_{-18}
	Pb	0,96 ± 0,05	8 ± 18	
10°	moyenne de Be B^{10} C et Cu	0,79 ± 0,04	36^{+5}_{-6}	-16^{+5}_{-6}
	Pb	0,85 ± 0,05	41^{+6}_{-7}	-21^{+6}_{-7}
15°	moyenne de Be B^{10} C	0,46 ± 0,04	68 ± 3,5	— 38 ± 3,5
	Pb	0,63 ± 0,10	59 ± 10	— 29 ± 10

MÉTHODES PERMETTANT D'AMÉLIORER LA STRUCTURE EN TEMPS DU FAISCEAU EXTERNE DU SYNCHROCYCLOTRON

par A. CABRESPINE,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Le but recherché était de modifier la distribution dans le temps du faisceau externe du synchrocyclotron afin d'augmenter le rendement des appareils de mesure des particules. La fréquence de répétition des impulsions a pu être portée de 450 par seconde à 40 000 et il n'y a pratiquement plus de « temps mort ».

Abstract. — The object was to modify the time distribution of the synchrocyclotron external beam in order to increase the yield of particle measurement devices. The pulse repetition frequence was raised from 450 per second to 40 000 per second, and there are pratically no more « dead times ».

Pour améliorer les conditions d'utilisation du faisceau externe du synchrocyclotron dans les expériences de Physique nucléaire, nous avons été amené à faire un certain nombre d'expériences permettant d'augmenter le nombre de jets de particules et de modifier leur durée.

Les dispositifs étudiés sur le synchrocyclotron d'Orsay sont utilisables sur tous les synchrocyclotrons à faisceau extrait et leur donnent les avantages des appareils à faisceaux continus, ce qui augmente beaucoup l'intérêt de ces machines.

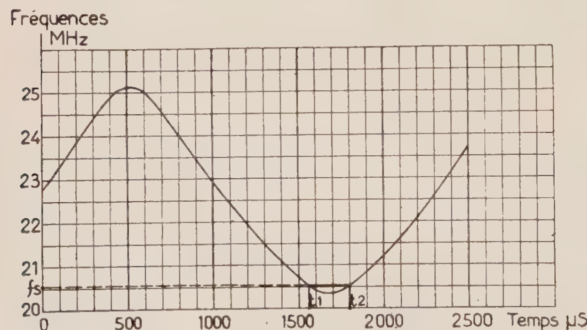


Fig. 1. — Programme de fréquences principal du synchrocyclotron d'Orsay.

Le synchrocyclotron d'Orsay accélère des protons à 157 MeV à l'aide d'une tension haute fréquence modulée de 20,2 à 25,2 MHz. Cette tension est fournie par un oscillateur de type grille à la masse (*fig.* 1 de l'exposé de M. Teillac, ci-dessus p. 308). La modulation de fréquence est obtenue grâce à un condensateur rotatif. La courbe de modulation est à peu près parfaitement sinusoïdale et il n'y a pratiquement pas de modulation d'amplitude superposée (*fig.* 1).

L'extraction du faisceau est obtenue à l'aide d'un dispositif à régénérateur et canal magnétique [1]. Les impulsions de faisceau externe ont une durée d'environ 25 µs toutes les 2 200 µs. Le facteur d'utilisation du temps est donc faible (1 % environ), ce qui conduit à de très longues durées d'expériences de physique nucléaire.

A la demande des physiciens utilisant le faisceau externe, nous nous sommes proposé de trouver des méthodes permettant de diminuer la durée des expériences et d'augmenter la précision statistique obtenue. Or, M. Keller, dans son projet d'accélérateur stochastique [2], [3], [4] suggérait justement une méthode comportant l'arrêt du programme principal d'accélération avant la sortie de faisceau et l'emploi d'une électrode auxiliaire pour faire une sortie stochastique sur le synchrocyclotron.

Une première série d'expériences portant sur la modulation d'amplitude du programme principal nous a permis d'augmenter le nombre d'impulsions et de nous rendre compte de l'importance primordiale de la fréquence d'admission des ions et de la fréquence de sortie. Une deuxième série d'expériences avec modulation du programme principal et établissement d'une accélération supplémentaire agissant sur les derniers tours de trajectoires a permis d'atteindre le but visé.

I. **Modulation d'amplitude du programme principal.** — 1) Description du dispositif utilisé. — Nous avions projeté d'abord d'utiliser le système de modulation par absorption qui avait été employé autrefois en radiodiffusion. Ce dispositif est le seul qui introduise l'amortissement convenable permettant au résonateur coaxial d'avoir la bande passante nécessaire. Des essais sur un modèle réduit de l'autooscillateur ont montré qu'on peut obtenir ainsi une modulation d'amplitude de 0 à 100 % avec une réponse instantanée. Cependant, à cause de sa plus grande facilité de

réalisation, le dispositif qui a été retenu est un modulateur agissant sur la grille de l'oscillateur. La grille est à la masse en H. F. mais on peut modifier sa polarisation au rythme d'une modulation B. F. Ce système présente deux inconvénients : *a*) le seul type de modulation utilisable est une modulation par tout ou rien, obtenue en appliquant des tensions en forme de créneaux négatifs sur la grille. *b*) Étant donné le grand coefficient de surtension du résonateur, celui-ci ne s'arrête pas instantanément d'osciller quand la lampe est bloquée ; inversement lorsque la lampe est débloquée, la tension monte progressivement sur le « D ».

Malgré ces limitations, ce modulateur a été conservé car il a l'avantage d'être extérieur à la machine — il a pu être installé dans la salle de commande — et la puissance nécessaire est faible.

Fig. 2. — Modulateur.

Le schéma théorique du modulateur utilisé est représenté figure 2 ; il comprend :

a) *Un dispositif donnant l'origine des phases* : celle-ci est déterminée par le passage du programme principal à la fréquence maximum (25,2 MHz). On a successivement : un étage d'amplification H. F. ; un étage changeur de fréquence avec oscillateur local réglé sur 20 MHz ; un amplificateur de fréquence intermédiaire 5,2 MHz à deux étages, dont le 2e fonctionnant en limiteur ; un détecteur ; un amplificateur B. F. et un étage « trigger ».

Ce dispositif fonctionne parfaitement mais il est assez compliqué et il a pour inconvénient que toute modification de la bande de fréquences couverte par l'oscillateur du synchrocyclotron exige un nouveau réglage de l'oscillateur local. Il doit être remplacé ultérieurement par un système beaucoup plus simple à spot et cellule photoélectrique commandé par la rotation des pales du condenseur tournant.

b) *Un déphaseur* réglable permettant de retarder l'impulsion de commande.

c) *Un univibrateur* donnant des créneaux de largeur réglable et suivi d'un étage amplificateur de puissance permet enfin d'appliquer des tensions en créneaux négatifs de 900 volts aux bornes de la résistance de polarisation de grille de 1 500 ohms de l'auto-oscillateur.

2) Expériences. — La figure 1 représente le programme principal H. F. du synchrocyclotron. Avec les réglages habituels l'impulsion de faisceau sort à l'instant t_1 c'est-à-dire au moment où la

valeur instantanée de la fréquence est 20,55 MHz. En réalité l'impulsion durant 25 µs la fréquence varie d'environ 100 KHz pendant le temps de sortie. Pour simplifier nous appellerons fréquence de sortie fs sa valeur moyenne pendant la sortie de l'impulsion. Un deuxième passage à la valeur fs se produit à l'instant t_2.

a) Si l'on empêche l'impulsion de sortir à l'instant t_1 en arrêtant la H. F. à ce moment-là, l'impulsion sort alors à l'instant t_2. Si la coupure du programme H. F. partage l'impulsion normale en 2, il sort alors 2 impulsions l'une en t_1 l'autre en t_2.

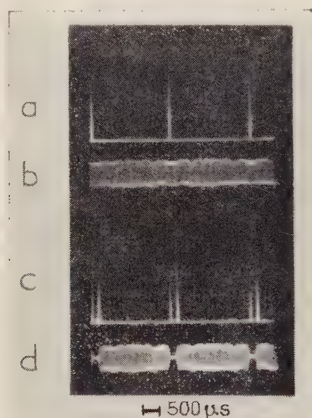


Fig. 3. — *a.* Impulsions normales.
b. Programme de fréquence principal.
c. Impulsions dédoublées..
d. Programme permettant d'obtenir les impulsions dédoublées.

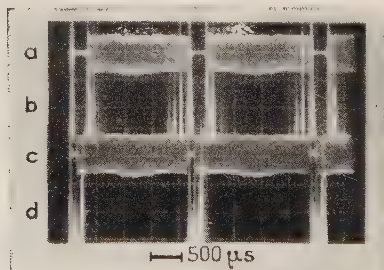


Fig. 4. — *a.* Programme donnant 4 impulsions principales.
b. Impulsions de faisceau quadruplées.
c. Programme donnant des triplets d'impulsions.
d. Impulsions triplées.

On a $t_2 - t_1 = 250$ µs et on a vérifié que le déplacement d'ensemble du programme de fréquences vers les fréquences plus élevées diminue cet écart et qu'au contraire le déplacement vers les fréquences plus basses l'augmente.

La figure 3 montre les impulsions observées à l'oscillographe grâce à un cristal d'iodure de sodium placé devant un photomultiplicateur. Le balayage est déclenché par le marqueur de phase et l'échelle des temps est indiquée. La première vue montre les impulsions normales et la deuxième les impulsions dédoublées et la H. F. modulée correspondante.

b) On peut obtenir 3 impulsions en plaçant la coupure dans une phase convenable et en lui donnant une durée de 80 à 170 µs. La 3e impulsion apparaît alors entre les deux déjà vues. Cette impulsion supplémentaire est due au phénomène transitoire se produisant lorsque l'oscillateur est débloqué (*fig.* 4).

c) En augmentant la largeur de la coupure du programme H. F. jusqu'à 350 µs on peut obtenir 4 impulsions principales et quelques autres plus faibles. Ces impulsions sont réparties sur plus de 600 µs (*fig.* 4). Ce dispositif a été utilisé pendant plusieurs semaines, il demande une grande précision de la phase de la coupure par rapport à l'impulsion normale.

d) Si la coupure du programme H. F. est faite après la sortie de l'impulsion normale rien ne se produit sauf si l'on atteint la fréquence d'admission des ions, cas dans lequel le faisceau est arrêté.

e) Enfin, en bloquant l'oscillateur H. F. de façon à encadrer t_1 et t_2 par une coupure d'au moins 350 µs le faisceau ne sort plus de la chambre mais le faisceau interne reste le même. Par ce procédé un faisceau peut être stocké près du rayon de sortie [5], [6].

f) Nous avons essayé aussi de déterminer l'influence de la forme de la variation de fréquence sur la largeur de l'impulsion. En diminuant l'induction on provoque une translation de fs vers les fréquences plus basses et vers la région où la pente de la courbe de modulation diminue. On note alors un élargissement de l'impulsion jusqu'au double de sa durée normale. En continuant à baisser l'induction cette largeur diminue à nouveau puis le faisceau ne sort plus. Le courant normal dans les bobines de l'électro-aimant étant de 642 A, c'est pour un courant de 632 A que l'impulsion est la plus large. Ceci se justifie par le fait que dans ce cas l'intervalle de fréquence de sortie de 100 kHz s'étend sur une durée beaucoup plus grande que dans le réglage normal.

3) Conclusions. — *a*) Il est possible d'améliorer la structure en temps du faisceau externe en agissant seulement sur la modulation de l'oscillateur.

b) La fréquence d'admission des ions et la fréquence de sortie ont toutes deux une importance primordiale.

c) Il est possible d'empêcher le faisceau de sortir par modulation du programme H. F.

II. **Programme auxiliaire d'accélération.** — A) Description du dispositif utilisé. — a) *Une électrode auxiliaire d'accélération* en forme de C a été introduite dans la chambre d'accélération comme indiqué sur la figure 5. L'étendue angu-

laire (52 degrés) de ce « C » a été déterminée par la place restant disponible dans la chambre. Dans ces conditions la tension effective d'accélération est à peu près la moitié de la tension appliquée de

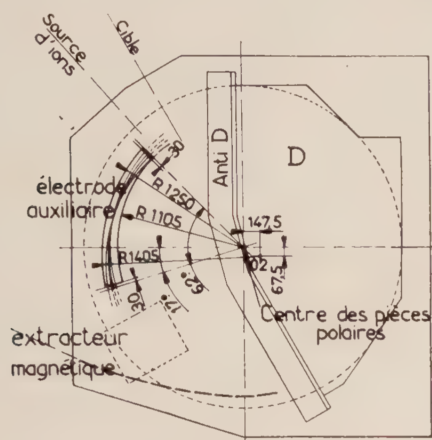


Fig. 5. — Synchrocyclotron d'Orsay. Plan de la chambre d'accélération après introduction de l'électrode auxiliaire.

sorte que le gain maximum à chaque tour est égal à la tension appliquée. La largeur et la position de cette électrode ont été choisies en tenant compte de l'amplitude des oscillations radiales et du tracé des dernières trajectoires (M. Verster [1]) Une tension H. F. peut être appliquée à l'électrode grâce à une connexion au travers d'un isolateur en quartz. Il est à noter que le « C » repose dans la chambre sur des bâtons de quartz les tensions appliquées étant assez faibles.

b) *Un résonateur à tubes coaxiaux* terminés par un court-circuit permet d'appliquer la tension H. F. sur le « C ». La bande de fréquence maximum que nous avons prévue est de 500 KHz ce qui impose un coefficient de surtension relativement faible du résonateur. L'amortissement convenable a été obtenu simplement en prenant comme tube intérieur du système coaxial un tube en acier (tube d'eau de 24 mm de diamètre). Un autre tube placé à l'intérieur de celui-ci permet d'assurer le refroidissement par circulation d'eau. Le choix du tube en acier est justifié par le fait que la résistance H. F. d'un conducteur cylindrique de diamètre D (cm) est :

$$R = (2/D)\sqrt{\rho.\mu.f/10^9} \quad \text{ohm par cm de longueur}$$

elle est donc proportionnelle à la racine carrée du produit de sa perméabilité magnétique μ par sa résistivité ρ ce qui incite lorsqu'on veut des résistances élevées à choisir des métaux magnétiques.

La transmission de l'énergie H. F. au résonateur est faite grâce à un câble coaxial de 75 Ω (GM 75) débitant sur une boucle de couplage ramenant l'impédance caractéristique du câble.

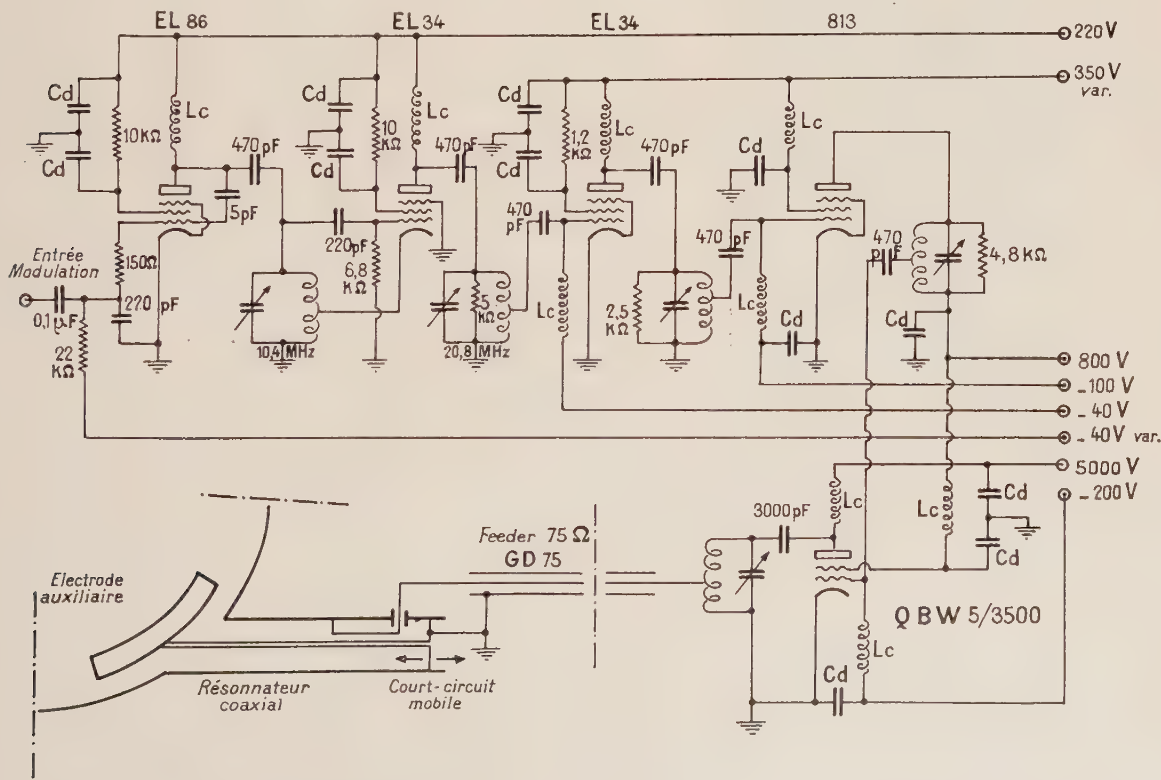


Fig. 6. — Générateur H. F. auxiliaire. Lc, self d'arrêt H. F. ; Cd, découplage, 1 000 à 2 000 pF.

c) *Un générateur H. F.* pouvant débiter une puissance de 3 kW alimente le câble coaxial. C'est un appareil à amplificateur dont le schéma de principe est donné figure 6, il comprend : une lampe EL34 montée en oscillateur doubleur de fréquence modulée par une lampe à réactance EL86 de 20,5 à 21 MHz ; un 1er étage intermédiaire avec un tube EL34 ; un 2e étage intermédiaire avec un tube 813 ; l'étage de puissance équipé d'une tétrode Philips à refroidissement par eau : QBW5/3 500. La modulation de fréquence est obtenue en commandant la grille de la lampe à réactance ; les différents circuits H. F. sont très amortis de façon à obtenir la bande passante cherchée allant de 20,5 à 21 MHz.

Remarques. — Un montage auto-oscillateur modulé par ferrites est en cours d'étude. La bande passante peut être réduite à une centaine de KHz mais nous avons préféré conserver la possibilité de pouvoir faire varier dans d'assez grandes limites l'excursion de fréquence pour faire des expériences.

B) Expériences. — *a*) Si on applique simultanément le programme principal de fréquence et le programme auxiliaire le fonctionnement n'est pratiquement pas perturbé, les impulsions sortent toujours toutes les 2 200 µs.

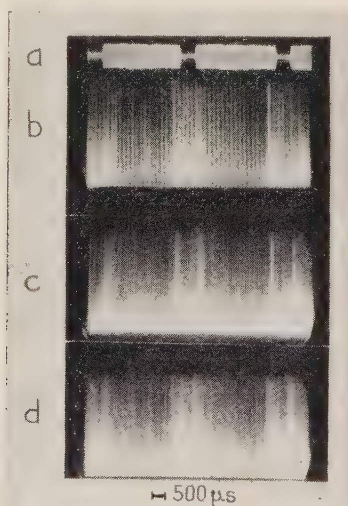


Fig. 7. — *a.* Programme principal de HF
b. Impulsions synchrones à 10 000 Hz
c. Impulsions synchrones à 10 000 Hz
d. Impulsions synchrones à 30 000 Hz.

b) Si on se place par contre dans le cas où par modulation grille on bloque l'oscillateur de façon que le faisceau ne puisse pas sortir de la chambre d'accélération et qu'on applique simultanément le programme auxiliaire on peut obtenir alors des régimes synchrocyclotroniques à fréquence élevée ou des régimes stochastiques. Dans tous les cas les impulsions sont réparties sur toute la période de 2 200 µs. La photographie de la figure 7 montre des impulsions de faisceau sortant en régime synchrocyclotronique à 10 000 Hz, 20 000 Hz et 30 000 Hz. L'influence des différents paramètres a été étudiée au cours d'un certain nombre d'essais, d'autres expériences sont actuellement projetées.

1. *Influence de la phase de la coupure du programme principal.* — Quand on déplace cette coupure dans le sens des avances de phase on observe d'abord un fonctionnement synchrocyclotronique (jusqu'à 25-30 kHz au moins) puis la sortie des impulsions de faisceau devient de plus en plus probabiliste.

L'intensité du faisceau, mesurée à l'aide d'une chambre à ionisation proportionnelle et d'un intégrateur, est de 50 % de sa valeur sans modulation, quand la phase de la coupure fait apparaître la multiplication des impulsions. Elle s'abaisse ensuite progressivement quand on avance la phase de la coupure. On se contente d'un rendement de 20 à 25 % correspondant à une modulation d'intensité négligeable pendant la période de 2 200 µs.

2. *Influence de la largeur de la coupure.* — Au minimum la coupure doit encadrer les 2 fréquences fs, l'augmentation de cette largeur n'a pas d'intérêt de sorte qu'en réalisation définitive son réglage pourra être fixe.

3. *Influence de l'excursion de fréquence du programme auxiliaire.* — On note un fonctionnement satisfaisant du dispositif pour des excursions plus faibles que 500 KHz mais pour des excursions de quelques dizaines de KHz le rendement baisse beaucoup et s'annule lorsqu'on est à fréquence fixe. Dans ces expériences l'excursion de fréquence va de 20,55 MHz jusqu'à une fréquence supérieure qui a pour valeur minimum celle qui correspond à la coupure du programme principal. Pratiquement une excursion de l'ordre de 2 à 300 KHz est suffisante, ce sont les conditions de stabilité qui seront déterminantes.

4. *Influence de la tension H. F.* — L'influence de l'amplitude de la tension H. F. d'accélération a été étudiée, on trouve une tension optimum pour un régime donné. Ceci nous a amené à choisir une tension sur l'électrode auxilaire de 3 à 4 kV efficaces.

5. *Influence de la fréquence de modulation.* — Quand on augmente la fréquence de modulation on observe un rétrécissement de la zone de fonctionnement en synchrocyclotron ce qui s'explique par le fait que le synchronisme est alors plus vite perdu par les particules. Pour des fréquences supérieures à 80 KHz dans les conditions de l'expérience ($V_{H.F} = 3$ kV eff., $F = 0{,}5$ MHz) il n'y a presque plus de particules qui sortent. Pratiquement la fréquence retenue est de 30 à 40 KHz.

6. *Influence de la forme de la modulation.* — Un

essai de modulation de fréquence du programme auxiliaire par une tension en dents de scie a été fait, d'autres formes de modulation vont être essayées pour élargir les impulsions et essayer d'arriver à une sortie parfaitement continue.

7. *Influence de la pression dans la chambre d'accélération.* — Comme on pouvait s'y attendre les plus grosses intensités moyennes sont obtenues avec des pressions dans la chambre aussi faibles que possible ce qui s'explique par l'allongement de la durée de vie moyenne des particules stockées sur les dernières trajectoires.

8. *Influence du régime de fonctionnement de la source d'ions.* — Les conditions de fonctionnement de la source d'ions qui sont bonnes pour le faisceau normal, le sont également avec le nouveau dispositif. En particulier une intensité moyenne de faisceau particulièrement stable a été obtenue avec la source à cathode froide alimentée en impulsions de 100 μs.

C) Conclusions. — Les différentes expériences faites jusqu'à présent ne nous ont pas permis d'obtenir un faisceau véritablement continu, mais les fréquences de répétition des jets d'impulsions sont telles, que le facteur d'utilisation a pu être multiplié par plus de 20. Le fait que les impulsions de faisceau semblent avoir une durée qui dépend du temps pendant lequel on se trouve dans le domaine de fréquences de sortie de 100 KHz incite à augmenter ce temps, c'est-à-dire à employer des formes particulières de modulation.

Nous remercions MM. Keller et Dick ainsi que M. Verster pour les conseils et encouragements qu'ils ont bien voulu nous donner.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Verster (M. F.), Symposium C. E. R. N., 1956, 153 ; *Revue Technique Philips*, à paraître.
[2] Keller (R.) et Schmitter (K. H.), C. E. R. N., 1958, **58**, 13.
[3] Keller (R.), Dick (L.), Fidecaro (M.), *C. R.*, 1959, **248**, 3154.
[4] Keller (R.), Int. Conf. on high energy accelerators and instrumentation, C. E. R. N., 1959, 187.
[5] Crawford (F. S.) Jr, and Warren Fenton Stubbins, U. C. R. L., 1956, 3463.
[6] Symon (K. R.) and Sessler (A. M.), Symposium C. E. R. N., 1956, 44.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 337.

ÉTUDE PAR LES RÉACTIONS SECONDAIRES DE LA FORMATION ET DE LA RÉPARTITION EN ÉNERGIE DES FRAGMENTS ALPHA PRODUITS PAR PROTONS DE 150 MeV SUR LE BISMUTH

Par M. LEFORT, G. SIMONOFF et X. TARRAGO,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Par la mesure des sections efficaces apparentes de formation des isotopes 206 à 211 de l'astate lors du bombardement de bismuth-209 par des protons de 150 MeV, on peut accéder à la section efficace de production des fragments alpha responsables de ces réactions secondaires. On indique la méthode employée, compte tenu des fonctions d'excitation des réactions (α, xn) sur ^{209}Bi et du ralentissement des particules α. On donnera également quelques résultats sur l'émission de fragments lithium et béryllium par bombardement de thallium.

Abstract. — By measurement of the apparent cross-sections of formation of the isotopes of astatine from 206 to 211 by bombardment of ^{209}Bi by 150 MeV protons, one can obtain the cross-section of production of alpha fragments responsible for these secondary reactions. The method used is given, taking into account the excitation functions of (α, xn) reactions on ^{209}Bi and the slowing down of the α-particles. Also given are some results on the emission of lithium and beryllium fragments by bombardment of thallium.

COMPÉTITION FISSION-SPALLATION DANS LES CIBLES DE THORIUM BOMBARDÉES PAR PROTONS DE 155 MeV

Par MM. LEFORT, G. SIMONOFF, et X. TARRAGO,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — On donne les résultats de mesures de sections efficaces de formation de plusieurs isotopes du thorium et de l'actinium, par bombardement de Th 232 par des protons de 155 MeV. Ces sections sont également calculées en admettant un processus de spallation en trois étapes : interaction directe, évaporation de neutrons de compétition fission-évaporation dans les noyaux excités. On examine les valeurs de $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ et on compare avec les résultats expérimentaux.

Abstract. — Cross-section measurements were made on the formation of several isotopes of thorium, and actinium, by bombarding Th 232 by 155 MeV protons. These cross-sections were also calculated following spallation processes in three steps : direct interaction, neutron evaporation, and fission-evaporation competition in excited nuclides. $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ values are examined and calculations are compared with experimental results.

1. **Introduction.** — Le bombardement de noyaux par des particules de grande énergie conduit à un nombre important de réactions nucléaires les plus variées. L'émission de fragments de nature diverse qui en résulte peut être analysée, soit par l'observation directe de ces fragments, soit par l'étude des sections efficaces des différents nuclides résiduels par voie radio-chimique. On sait que le mécanisme des réactions se divise grossièrement en deux stades précisés par Serber [1]. Le premier correspond à des interactions directes en cascades de la particule incidente avec les nucléons individuels, le second, beaucoup plus lent, étant la désexcitation du noyau résiduel disposant d'une certaine énergie. Pour les noyaux lourds, la fission entre en compétition avec l'évaporation de nucléons au cours de ce deuxième stade. Cette compétition est fonction des rapports Γ_n/Γ_f des probabilités d'émission de nucléon (ou plus simplement de neutrons) et de fission pour les produits successifs de l'évaporation des neutrons.

La section efficace d'un isotope de Z inférieur d'une unité à celui du noyau composé et de A inférieur de x unités peut correspondre, en négligeant l'évaporation de protons, à une interaction directe (p, p) suivie de l'évaporation de $(x - 1)$ neutrons, ou encore à l'interaction (p, pn) suivie de $(x - 2)$ neutrons évaporés, etc... En désignant par des majuscules les nucléons émis par interaction directe et par des minuscules les nucléons évaporés, on peut écrire par exemple

$$\sigma(\text{Th } 231) = \sigma(\text{p, p, 1n}) + \sigma(\text{p, pn}) + \sigma(\text{p, D})$$

$$\sigma(\text{Ac } 229) = \sigma(\text{p, 2p, 2n}) + \sigma(\text{p, 2pn, n}) + \sigma(\text{p, }\alpha).$$

2. **Irradiation, séparation des radioéléments formés et mesures.** — On a irradié au synchrocyclotron d'Orsay des feuilles de thorium d'épaisseur 0,03 mm. Le flux des protons était mesuré grâce au sodium 24 produit par réaction (p, 3pn) dans des moniteurs d'aluminium [2]. Nous n'insisterons pas sur les détails de séparation chimique des éléments formés, thorium et actinium, ni sur la détermination des rendements de ces opérations. Pour un élément donné, trois techniques de comptage ont été mises en œuvre conjointement pour la mesure de la section efficace de chaque isotope : 1) Étude de décroissance alpha et des filiations et discriminations des énergies des rayons α. Pour cela on a utilisé des chambres 2π à collection électronique et un sélecteur d'amplitude multicanaux.

2) Étude de la décroissance par capture électronique par mesure de l'intensité du rayonnement K de fluorescence.

L'étalonnage du compteur à scintillation a été fait avec une préparation d'astate 210 mesurée en captures et ensuite en désintégrations α du polonium 210 produit par filiation.

3) Décroissance β.

Les détails des dispositifs expérimentaux nécessiteraient un développement trop important et seront décrits par ailleurs [3].

3. **Résultats.** — On trouve rassemblées dans le tableau I les sections efficaces de formation d'isotopes du thorium et de l'actinium comparées aux valeurs obtenues par Lindner et Osborne [4] avec des protons de 340 MeV.

On peut remarquer que la valeur de 40 indiquée pour la formation de thorium 231 contient en réalité la section efficace de la réaction de « pick-up » (p, D) qu'on peut estimer à environ 35 mb, de sorte que la section efficace des deux réactions (p, p, n) et (p, pn) est d'environ 5 à 6 mb.

TABLEAU I

RÉACTIONS	PRODUIT	x	DÉSINTÉGRATION	σ EN MBARNS L. S. T.	L. O. (4)
(p, p, xn)	$_{90}$Th 231	1	β—	40 ± 2	68 (Ac231) ± 3
+ (p, pn, (x — 1)n)	229	3	α	18 ± 4	
+ (p, p2n, (x — 2)n)	228	4	α	18 ± 5	30 ± 3
	227	5	α	15 ± 2	22 ± 5
+ (p, D(x — 1)n)	226	6	α	12 ± 1	17 ± 0.3
+ (p, T(x — 2)n)	225	7	α	8 ± 1	
(p, 2p, xn)	$_{89}$Ac 228	3	β— filiat. α		28 ± 0.1
	227	4	β—		14 ± 0.8
(p, 2pn, (x — 1)n)	226	5	β— fil. α	9 ± 1	10 ± 1,6
(p, 2p2n, (x — 2)n)	225	6	α	7,5 ± 0,5	14 ± 3
	224	7	α 10 %	6 ± 1	12,5 ± 0.9
(p, ^{4}He, (x — 2)n)			EC 90 %		
.....					

4. **Interprétation.** — Nous avons tenté de calculer les sections efficaces de formation des isotopes de thorium et actinium en décrivant les réactions par trois étapes.

a) *Interaction directe.* — Au cours du premier stade, les protons incidents cèdent leur énergie aux nucléons selon une distribution de hasard. Les cascades de chocs conduisent à l'émission de neutrons et de protons « immédiats ». Par des calculs dits de « Montecarle », Métropolis et al. [5] ont obtenu les probabilités d'émission de 1, 2, i protons

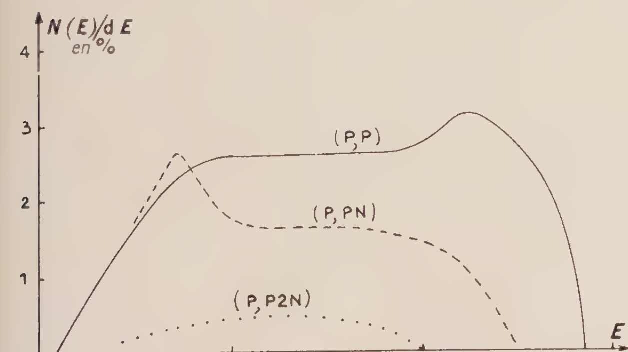


FIG. 1. — Distribution des énergies d'excitation pour les noyaux formés après interactions directes (p, p) (p, pn) et (p, p2n). En ordonnées : pourcentage du nombre total d'interactions noyaux cible-protons de 150 KeV. En abscisse : énergie d'excitation (intervalles de 10 Mev).

et 1, 2, i neutrons. A la base de ces calculs effectués sur des machines, certaines hypothèses sont faites sur les dimensions du noyau, les énergies de liaison des nucléons. La distribution des énergies d'excitation résiduelles et l'énergie d'excitation moyenne $\bar{E}$ est ensuite obtenue. G. Friedlander [6] a eu l'extrême bienveillance de nous communiquer les résultats de ces calculs pour des protons de 150 MeV sur l'uranium 238 et pour chaque type de réaction (p, n) (p, p) (p, pn) etc..., de sorte que nous avons pu construire les fonctions de distribution des énergies d'excitation pour chaque réaction, comme par exemple les fonctions de la figure 1 relative aux (p, p) (p, pn) et (p, p2n) (*fig.* 1).

b) *Évaporation à partir des nuclides d'énergie d'excitation E^*.* — On peut calculer le nombre moyen de neutrons évaporés au cours de la désexcitation d'un noyau d'énergie E_j selon la méthode de Jackson [7] en négligeant l'évaporation de protons.

Si $R(E_j, x)$ est la probabilité qu'un noyau d'énergie d'excitation E_j évapore x neutrons, la section efficace de la réaction sera $\sigma_j = R(E_j, x)\ \sigma_c$ où σ_c est la section inélastique totale. Nous avons pris 1,6 barns pour le thorium d'après les mesures de Kirschbaum [8]. Cette valeur est un peu plus faible que celle de 1,8 calculée par Metropolis et al. [5]. On trouve dans un article de Vandenbosch et al. [9] la formule de récurrence permettant d'accéder à la probabilité $R(E_j, x)$ et nous reprenons ici le calcul.

Le spectre généralement admis d'énergie des neutrons correspondant à $\int_0^{E_{max}} CE\, e^{-E/\tau}\, dE = 1$ d'où la constante $C = \dfrac{1}{\int_0^{E_{max}} E\, e^{-E/\tau}\, dE}$, τ étant la température nucléaire et E_{max} l'énergie maximum possible pour les neutrons émis. Lorsque E_{max} est beaucoup plus grand que τ, C est approximativement égal à $1/\tau^2$ et le spectre s'écrit :

$$dR = \frac{E}{\tau^2}\, e^{-E/\tau}\, dE.$$

La probabilité que deux premiers neutrons aient les énergies cinétiques E_1 et E_2 est

$$dR^2 = \frac{E_1}{\tau^2} e^{-E_1/\tau} \frac{E_2}{\tau^2} e^{-E_2/\tau} dE_1 \, dE_2.$$

Un troisième neutron sera émis si l'énergie d'excitation restante dépasse B_3, énergie de liaison du troisième neutron. La probabilité d'émission *d'au moins* trois neutrons sera

$$R_3 = \int_0^{E-B_1-B_2-B_3} \int_0^{E-B_1-B_2-B_3-E_1} \frac{E_1}{\tau^2} e^{-E_1/\tau} \frac{E_2}{\tau^2} e^{-E_2/\tau} dE_1 \, dE_2.$$

En intégrant sur toutes les énergies cinétiques possibles telles que l'énergie d'excitation subsistant après l'évaporation de deux neutrons soit supérieure à l'énergie de liaison de 3e neutron, on trouve :

$$R_3 = 1 - e^{-\frac{(E-B_1-B_2-B_3)}{\tau}} \sum_{n=0}^{3} \frac{\left(\frac{E - B_1 - B_2 - B_3}{\tau}\right)^n}{n\,!} = I(\Delta_3, 3)$$

où $\Delta_3 = \dfrac{E - B_1 - B_2 - B_3}{\tau}$ et $I(\Delta_3, 3)$ est une fonction gamma incomplète du type

$$I(z, n) = \frac{1}{n\,!} \int_0^z y^n e^{-y} dy.$$

La probabilité d'évaporation d'exactement trois neutrons est égale à la différence entre la probabilité d'émettre au moins 4 neutrons et celle d'en émettre au moins 3, $R_4 - R_3 = I(\Delta_4, 4) - I(\Delta_3, 3)$, ou plus généralement

$$R(E, x) = I(\Delta_p, 2x - 3) - I(\Delta_{x+1}, 2x - 1).$$

Le choix de la température nucléaire τ est délicat. On a pris après diverses essais la formule proposée par Lang et Le Couteur [10] appliquée au Thorium $\tau = 0{,}2\sqrt{E}$. On obtient ainsi, comme l'a fait Jackson les énergies moyennes qui correspondent à l'évaporation de 0,1, i. neutrons. Comme la distribution des probabilités autour de l'énergie moyenne E_i est assez aiguë, on peut pratiquement faire correspondre à une bande d'énergie $\overline{E}_i \pm \Delta E_i$, un nombre moyen de neutrons émis $\overline{N}_i$.

En faisant correspondre la probabilité d'obtenir une énergie d'excitation dans la bande $E_i \pm \Delta E_i$ (probabilité donnée en *a*) au nombre moyen de neutrons évaporés pour cette bande d'énergie, on obtient la probabilité de la réaction considérée. On fait le même calcul pour toutes les distributions d'énergie d'excitation susceptibles d'être produites de façon non négligeable par diverses interactions directes (par exemple p, p ; p, pn ; p, p 2n).

c) *Compétition — fission — évaporation.* — Pour étendre le modèle de Jackson aux noyaux fissionables, Vandenbosch et Seaborg [9-11] ont introduit deux modifications ; la plus importante consiste à incorporer la compétition fission à chaque étape de l'évaporation, ce qui est justifié au moins pour les noyaux à faible seuil de fission par divers travaux dont ceux de Pate [12] selon lesquels Γ_n/Γ_f dépend très peu de l'énergie d'excitation et que la fission a lieu selon un processus peu modifié d'égale déplacement des charges (E. C. D.). La seconde modification tient compte de ce que le seuil de fission est inférieur à l'énergie de liaison des neutrons dans de nombreux noyaux lourds, et que les noyaux résiduels d'énergie d'excitation supérieure au seuil de fission et insuffisante pour l'évaporation se désexciteront par fission. Divers seuils de fission sont indiqués par la formule semi-empirique de Swiateki [13] et sont valables au moins jusqu'au californium.

$R(E, x)$ devient $R'(E, x)$, pour tenir compte de cette fission possible du noyau résiduel.

Par exemple Δ_3 devient

$$\frac{E - B_1 - B_2 - B_3 - B_f}{\tau}.$$

La section efficace d'une réaction particulière à partir d'un noyau fissionnable est

$$\sigma(A, xn) = \left(\frac{\overline{\Gamma_n}}{\Gamma_n + \Gamma_f}\right)^x R'(E, x) \, \sigma_c, \quad \frac{\overline{\Gamma_n}}{\Gamma_n + \Gamma_f}$$

étant le rapport d'embranchement moyen.

Diverses données existent qui permettent des estimations raisonnables de ces rapports d'embranchement et nous allons en analyser quelques-unes. Elles sont de trois types : section efficace de fission par neutrons rapides [14], section efficace de réaction (γ, n) et de photofission et enfin de réaction (α, xn) sur des noyaux fissionables.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant emprunté à Vandenbosch et Huizenga [15]; on trouve aussi les rapports Γ_n/Γ_f mesurés d'après les rendements de photofission par Huizenga [16] et par Lazareva et al. [17].

TABLEAU II

Noyau cible	σ_f en barns	Noyau fissionnant	Γ_n/Γ_f	Photo-fission Γ_n/Γ_f
^{226}Ra	0,0003	^{227}Ra	10^4	
^{230}Th				4,9
^{232}Th	0,13	^{233}Th	24,3	12
^{231}Pa	0,16	^{232}Pa	1,85	
^{233}U	1,78	^{234}U	0,85	1,0
^{234}U	1,52	^{235}U	1,17	1,6
^{235}U	1,25	^{236}U	1,64	1,6
^{236}U	0,82	^{237}U	3,01	2,1
^{238}U	0,54	^{239}U	5,13	4,0
^{240}Pu	1,90	^{241}Pu	0,74	

Ce sont surtout Vandenbosch, Seaborg et leurs collaborateurs [9-11] qui ont réussi à préciser les

rapports Γ_n/Γ_f de nombreux nuclides en bombardant par les hélions ou les deutons des cibles de thorium, uranium et plutonium.

Il semble assez délicat de savoir d'après les résultats expérimentaux publiés jusqu'ici, comment Γ_n/Γ_f dépend de l'énergie d'excitation. On peut cependant avancer que si Γ_n/Γ_f varie, c'est faiblement.

Par exemple (Γ_n/Γ_f) *moyen* obtenu d'après les réactions $(\alpha, 4n)$ sur ^{232}Th correspond à une compétition sur un noyau *moyen* fissionnant ^{234,5}U (à mi-chemin de l'évaporation). D'après les fissions par neutrons de 3 MeV on a obtenu Γ_n/Γ_f pour ^{233}U et ^{234}U et on peut extrapôler une valeur pour ^{234,5} U à faible énergie. Le tableau suivant correspond à quelques-unes de ces valeurs empruntées à Vandenbosch et al. [9].

TABLEAU III

		$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$	ÉNERGIE D'EXCITAT. INITIALE	ÉNERGIE D'EXCITAT. MOYENNE
^{232}Th + p	^{232}Pa	2,2	27 MeV	18
^{231}Pa + n	^{232}Pa	1,85	9	9
^{232}Th + α	^{234,5}U	0,92	36	22,5
^{233}U, ^{234}U + n	^{234,5}U	1,0	9	9
^{238}U + α	^{240,5}Pu	0,61	36	22,6
^{239}Pu ^{240}Pu + n	^{240,5}Pu	0,72	9	9

d) *Dépendance de A pour* Γ_n/Γ_f *et application aux résultats sur le thorium.* — Pour utiliser les valeurs de Γ_n/Γ_f dont nous avions besoin, nous avons cherché à les extrapôler à partir de valeurs mesurées sur des nuclides connus. Vandenbosch et Huizenga [15] ont porté pour divers Z ces rapports Γ_n/Γ_f en fonction de A entre 228 et 256 et obtenu des droites à peu près parallèles pour Z allant de 90 à 100. Nous avons prolongé ces droites vers les A et Z plus faibles (*fig.* 2). Pour un isotope on a calculé Γ_n/Γ_f d'après la formule de Fujimoto et Yamaguchi [18] $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{\tau A^{1/3}}{10} e^{(B_f - B_n)/\tau}$ où $B_F - B_n$ est la différence entre le seuil de fission et l'énergie de liaison des neutrons ; elle est obtenue d'après l'équation de Swiatecki. On peut se rendre compte ainsi que l'importance de la fission est déjà très faible pour les isotopes de l'actinium de A supérieur à 224 $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = 12 \text{ pour } ^{224}\text{Ac}\right)$ et négligeable pour les radium.

A partir de ces valeurs extraites de la figure 2 on peut calculer la section efficace d'un isotope donné correspondant à i neutrons évaporés :

$$\sigma(n, = i) = \left(\frac{\Gamma_{n_1}}{\Gamma_{n_1} + \Gamma_{f_1}} \cdot \frac{\Gamma_{n_2}}{\Gamma_{n_2} + \Gamma_{f_2}} \cdots \frac{\Gamma_{ni}}{\Gamma_{ni} + \Gamma_{fi}}\right) \sigma_c P'(E, i)$$

où $P'|(E, i)$ est la probabilité d'évaporation de i

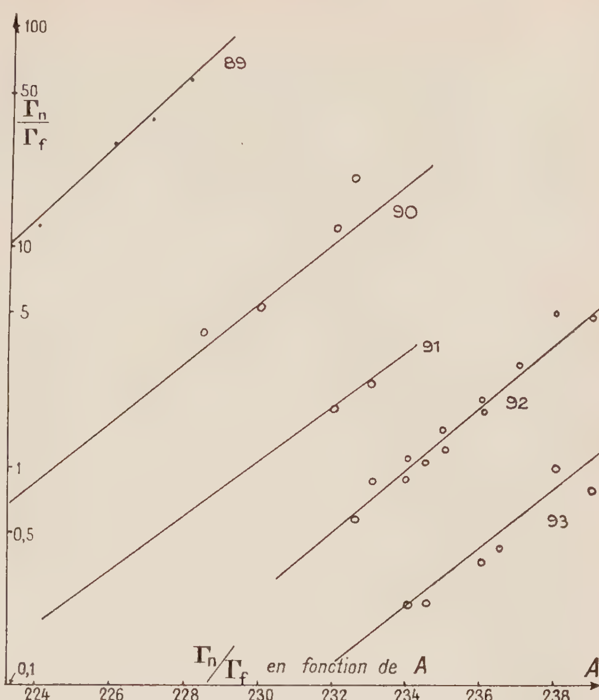


FIG. 2. — Estimation du rapport des probabilités de fission et d'évaporation de neutrons en fonction de A. D'après Vandenbosch et Huizenga [14].

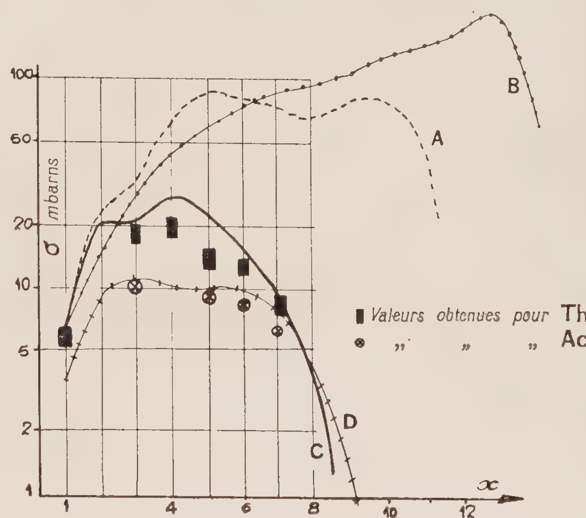


FIG. 3. — Sections efficaces de divers isotopes du thorium et de l'actinium en fonction du nombre de neutrons émis.

A, courbe calculée sans fission pour Th.
B, courbe calculée sans fission pour Pa.
C, courbe calculée avec fission pour Th.
D, courbe calculée avec fission pour Ac.

neutrons, compte tenu de B_f et de l'énergie d'excitation consécutive à l'interaction directe. On obtient ainsi les courbes de la figure 3 pour lesquelles on a porté en fonction du nombre de neutrons émis (par interaction directe ou par évapo-

ration) les sections efficaces des isotopes ainsi produits du thorium et de l'actinium. On a également figuré pour le protactinium (réactions p, xn) et pour le thorium les courbes qui seraient obtenues théoriquement si la fission n'intervenait pas. Rappelons que ces courbes ont été tracées en supposant $r_0 = 1{,}35$, $\sigma_c = 1{,}6$ et en prenant

$$\tau = 0{,}2\sqrt{E}.$$

On peut voir que l'accord avec les résultats expérimentaux sans être parfait est assez satisfaisant, à condition de tenir compte pour Th 231 du phénomène de pick-up. On remarquera pourtant que les points calculés sont systématiquement au-dessus des valeurs expérimentales. Il est possible que la fission n'intervienne pas également à tous les stades de l'évaporation et qu'elle soit plus importante en fin de chaîne comme le proposent Dostrovsky et al. [19].

Nous avons par ailleurs négligé les différences de fission lorsqu'on part de noyaux à A pairs et A impairs, ainsi que l'influence de la couche à 126 neutrons.

Lorsque les nuclides formés ont des numéros atomiques plus éloignés du thorium ($Z < 88$, francium astate et polonium) nous trouvons encore des sections efficaces relativement élevées dont l'explication semble plus difficile. Un travail plus complet est prévu dans ce domaine [3].

Il nous est très agréable d'exprimer ici notre dette au Pr Friedlander qui nous a aimablement communiqué les résultats détaillés de calculs Montecarle sur les cascades d'interaction directe, et au Dr R. Vandenbosch dont les conseils nous ont été très utiles pour la compétition fission spallation.

Nous remercions l'équipe de conduite du synchrocyclotron d'Orsay pour les nombreuses irradiations qu'elle a effectuées pour notre travail.

Nous sommes très reconnaissants à Mme Brun pour son aide efficace dans les mesures de décroissance.

BIBLIOGRAPHIE

[1] SERBER (R.), *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1114.
[2] HICKS (H. G.), STEVENSON (P. C.) et NERVICK (W. E.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1390.
[3] SIMONOFF (G.), *Thèse* en préparation.
[4] LINDNER (M.) et OSBORNE (R. N.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 378.
[5] METROPOLIS (N.), BIVINS (R.), STORM (M.), TURKEVICH (A.), MILLER (J. M.) et FRIEDLANDER (G.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 185.
[6] FRIEDLANDER (G.), *Communication privée*, 1959.
[7] JACKSON (J. D.), *Canad. J. Phys.*, 1956, **34**, 767.. JACKSON (J. D.), *Canad. J. Phys.*, 1957, **35**, 21.
[8] KIRSCHBAUM, d'après MILBURN (G. P.), BIRNBAUM (W.), GRANDALL (W. E.) et SHECTER (L.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1268.
[9] VANDENBOSCH (R.), THOMAS (T. D.), VANDENBOSCH (S. E.), GLASS (R. A.) et SEABORD (G. T.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1358.
[10] LANG (J. M. B.) et LE COUTEUR (K. J.), *Proc. Phys. Soc.* (A), 1954, **67**, 586.
[11] VANDENBOSCH (R.) et SEABORD (G. T.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 507. GLASS (R. A.), CARR (R. J.), COBLE (J. W.) et SEABORG (G. T.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 434.
[12] PATE (B. D.), *Can. J. Chem.*, 1958, **36**, 1707.
[13] SWIATECKI (W. J.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 97.
[14] HENKEL (R. L.), L. A., 1957, 2122.
[15] VANDENBOSCH (R.) et HUIZENGA (J. R.), II *Conférence de l'O. N. U.*, Genève P/688, 1958, **15**, 284.
[16] HUIZENGA (J. R.), *Phys. Rev.*, 1958, **107**, 484.
[17] LAZAREVA (L. E.), GAVRILOV (B. I.), VALNEV (B. N.), ZATSEPINA (G. N.) et STAVINSKY (V. S.), Conf. Acad. Sc. U. R. S. S., 1956.
[18] FUJIMOTO (Y.) et YAMAGUCHI (Y.), *Proc. of. Theor. phys.*, 1950, **5**, 76.
[19] DOSTROVSKY (I.), FRAENKEL (Z.) et RABINOVITCH (P.), *IIe Conf. de l'O. N. U.*, Genève, P/1615, 1958, **15**, 301.

RÉACTIONS (p, xn) INDUITES DANS L'OR PAR DES PROTONS DE 155 MeV

Par Mme N. POFFÉ, Mlle G. ALBOUY, MM. R. BERNAS, M. GUSAKOW, M. RIOU et J. TEILLAC,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Nous avons étudié les sections efficaces des réactions (p, xn) pour la formation des isotopes du mercure, de masse comprise entre 197 et 188, séparés par déviation magnétique. Nous avons identifié, mesuré les périodes et l'énergie des principales raies γ des ^{190}Hg, ^{189}Hg, ^{188}Hg et de leurs descendants.

Abstract. — The (p, xn) cross-sections for mercury production in gold have been investigated. Masses between 197 and 188 have been separated by magnetic deflection. Half-lives and main γ-ray energies have been measured for ^{190}Hg, ^{189}Hg, ^{188}Hg and their daughter products.

Plusieurs auteurs ont étudié, parmi les réactions de spallation, les réactions (p, xn), mais très peu de résultats expérimentaux fournissent des sections efficaces pour plus de deux masses d'un même élément. Nous pouvons citer les travaux sur le bismuth [1], le césium [2] et l'yttrium [3]. Les méthodes radiochimiques utilisées pour ces expériences rendent difficile l'identification d'isotopes de période voisine. Le problème est considérablement simplifié si l'on emploie la séparation électromagnétique des isotopes radioactifs. Anderson et al. [4] ont déjà utilisé ce moyen pour des études de sections efficaces et de spectroscopie nucléaire d'éléments formés par spallation. Nous avons étudié par cette méthode, la formation des isotopes du mercure dans l'or.

Nos cibles ont été irradiées dans le faisceau interne de protons de 155 MeV du synchrocyclotron de la Faculté des Sciences de Paris. Les temps d'irradiations étaient en général de l'ordre de 10 minutes et l'intensité d'environ 1 à 2 μA.

Le mercure formé était analysé au séparateur d'isotopes à double déviation magnétique du laboratoire. Cet appareil [5] est constitué par un analyseur magnétique à secteur de 60° en champ homogène suivi d'un analyseur semi-circulaire à champ inhomogène du type Svartholm-Siegbahn. Un diaphragme intermédiaire, situé entre les deux analyseurs, permet de sélectionner le faisceau isotopique désiré qui est refocalisé au collecteur du deuxième étage après élimination des traces d'impuretés qui subsistent après la première analyse magnétique. La position des impacts des isotopes légers du mercure a été déterminée en utilisant les faisceaux ioniques de même masse provenant de la dissociation de Gd Cl_3^+ dans la source d'ions du séparateur.

Des expériences préliminaires nous ont permis d'étudier séparément quelques isotopes particuliers du mercure et de déterminer une valeur absolue de section efficace qui nous a servi à normaliser les valeurs relatives obtenues par la suite.

a) Pour l'étude des isotopes de période courte du mercure, nous avons utilisé la double déviation magnétique en confirmant préalablement par l'étude de ^{191}Hg, qui est bien connu, la méthode d'identification des masses. Les différents isotopes se désintégrant essentiellement par capture K, nous avons mesuré les activités par les rayonnements K. Nous disposions pour ces mesures et pour l'analyse des spectres γ de scintillateurs Na I (Tl) et d'un sélecteur d'amplitudes à 256 canaux. Les résultats obtenus sont résumés ci-dessous :

A	Périodes et principales raies γ (en keV)		
191	Hg $\xrightarrow[(260)]{55\text{min}}$	Au $\xrightarrow[(140,\ 300,\ 600)]{3,4\text{h}}$	Pt $\xrightarrow[(360,\ 530)]{3\text{j}}$ Ir stable.
190 [6]	Hg $\xrightarrow[(140,\ 220)]{21\text{min}}$	Au $\xrightarrow[(290,\ 600)]{45\text{min}}$	Pt stable.
189	Hg $\xrightarrow[(165,\ 240,320,\ 500)]{9\text{min}}$	Au $\xrightarrow{30\text{min}}$	Pt $\xrightarrow[(150)]{11,5\text{h}}$ Ir $\xrightarrow[(250)]{12,5\text{ j}}$ Os stable.
188	Hg $\xrightarrow[(140)]{3,7\text{min}}$	Au $\xrightarrow[(250,\ 230,\ 630)]{8\text{min}}$	Pt $\xrightarrow[(190)]{10\text{j}}$ Ir $\xrightarrow[(150,\ 480,\ 630)]{40\text{h}}$ Os stable.

Les rapports d'intensité des activités correspondant aux diverses périodes confirment les filiations avec une précision suffisante étant donné l'influence en général inconnue des conversions internes. Pour ^{189}Hg cependant, on observe une intensité beaucoup trop importante pour la première période (9 m) par rapport aux suivantes. Nous n'avons pu jusqu'à présent expliquer ce désaccord.

b) Les courbes d'évolution de l'activité totale du mercure séparé par distillation sous vide de l'or irradié ont permis d'isoler les périodes de 2,7 j et 180 j attribuées respectivement à ^{197}Hg et ^{195}Au formé par filiation de ^{195}Hg. Nous avons déduit de ces mesures, compte tenu du rendement de fluorescence K et des coefficients de conversion interne des γ, les sections efficaces de formation des deux isotopes. Les valeurs obtenues sont 3 mb pour ^{197}Hg et 20 mb pour ^{195}Hg avec une erreur d'environ 30 %. Le rapport des deux sections efficaces est en accord avec celui que l'on observe par séparation magnétique. Une mesure antérieure [7] nous avait conduit à une valeur plus élevée de la section efficace de formation de ^{197}Hg due à la présence de ^{191}Pt formé par filiation à partir de ^{191}Hg.

Le ^{194}Hg [7] de période 700 j, dont l'activité n'a pas été décelée après séparation magnétique, a été étudié sur des échantillons d'or irradié, après décroissance de tous les autres isotopes du mercure. Nous avons observé un rayonnement L de longue période que nous attribuons à ^{194}Hg. La croissance de ^{194}Au, identifié par sa période et son spectre d'énergie γ confirme cette attribution. La valeur de la section efficace de formation de ^{194}Hg évaluée à partir de l'activité de son descendant est égale à 0,02 mb. Cette valeur anormalement basse ne semble pas devoir trouver une explication dans le phénomène de spallation mais plutôt dans l'interprétation de la désintégration du ^{194}Hg.

La mesure relative des sections efficaces des réactions (p, xn) a été effectuée à trois reprises après séparation magnétique par simple déviation. Les résultats obtenus sont reproduits dans la figure 1. La détermination des activités initiales à partir des courbes de décroissance peut se faire de plusieurs manières : en extrapolant à l'origine (instant de la séparation) soit la courbe globale, soit les courbes partielles correspondant aux diverses périodes obtenues par décomposition de la courbe globale. Un calcul de filiation qui peut se faire pour chacun des descendants des mercures permet de déterminer l'activité initiale. Il a fallu utiliser cette méthode de recoupement pour tenir compte d'une légère contamination, peut-être due à une diffusion de mercure atomique dans le séparateur, qui rend difficile l'interprétation de certaines courbes expérimentales. Ceci explique la dispersion des résultats indiquée par les barres d'erreur de la figure 1. Les points expérimentaux sont les valeurs moyennes. Pour diminuer la contamination, nous nous proposons de refaire cette expérience en utilisant le spectre de masse obtenu après double déviation.

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques que l'on peut déduire du modèle de réaction proposé par Ser-

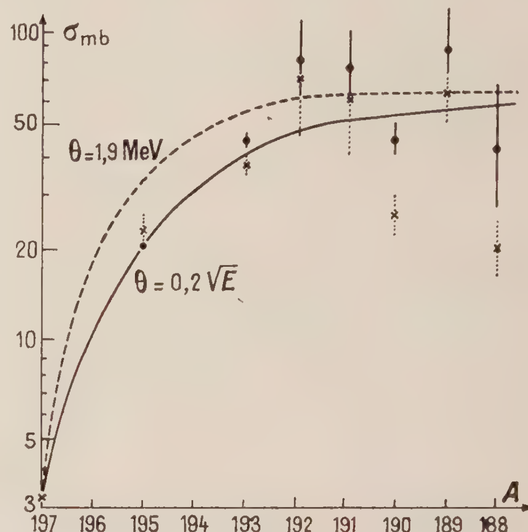


Fig. 1.

ber [8] : 1) Interaction directe du proton incident avec quelques nucléons du noyau-cible et émission « rapide » d'un certain nombre de nucléons énergiques, le noyau résiduel étant laissé dans un état excité. 2) Désexcitation du noyau résiduel par un processus d'évaporation.

Pour établir la courbe de variation des sections efficaces, nous avons utilisé les résultats de Metropolis et al. [9], obtenus par la méthode de Monte-Carlo, sur l'interaction directe d'un proton avec un noyau lourd. Par interpolation des résultats en fonction du nombre de masse du noyau cible, on trouve une section efficace totale de réaction de 1,6 barns. Le nombre moyen de nucléons émis par interaction directe est 1,5 (0,9 neutron et 0,6 proton). L'énergie moyenne d'excitation du noyau résiduel est alors $\bar{E} \simeq 90$ MeV.

Mais la dispersion des énergies d'excitation autour de la valeur moyenne est importante. Nous avons adopté pour le calcul la distribution des énergies d'excitation calculée par Metropolis et al. pour des protons de 157 MeV bombardant une cible d'uranium (*fig. 2a*).

Pour ce qui concerne l'évaporation, nous avons utilisé la théorie de Weisskopf, reprise et étendue par Jackson [10] au cas où il existe un spectre d'énergies d'excitation, et qui permet le calcul des probabilités d'évaporation. Nous avons suivi la méthode analytique de Jackson, en adoptant suc-

cessivement pour la température nucléaire θ, qui est un paramètre important, une valeur constante (θ = 1,9 MeV) et d'après Lang et Le Couteur [11], la valeur $\theta = \sqrt{8{,}5E/A}$ (cette expression redonne θ = 1,9 MeV pour E = 90 MeV). Les courbes de variation des sections efficaces ont la même allure dans les deux cas. Nous avons gardé la seconde expression, qui est généralement utilisée (*fig.* 1). La normalisation de la courbe théorique est faite en admettant la section efficace totale de réaction

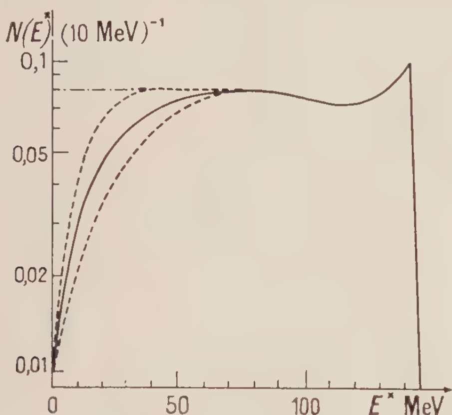


Fig. 2*a*.

de 1,6 barns. On trouve ainsi, pour ^{195}Hg, une section efficace de 24 mb, voisine de la valeur expérimentale.

Nous avons vérifié l'influence de divers paramètres sur la forme de la courbe. La parité du nombre de neutrons du noyau résiduel se traduit par une oscillation de ± 0,6 MeV environ de l'énergie de liaison du dernier nucléon [10], [12]. Les variations de sections efficaces qui en résultent, atténuées par le fait qu'un même noyau peut être formé par des voies différentes, sont de l'ordre de 10 %, inobservables avec la précision actuelle de nos mesures.

Nous avons tracé aussi les courbes de variation des sections efficaces correspondant à des distributions d'énergie d'excitation voisines de celles

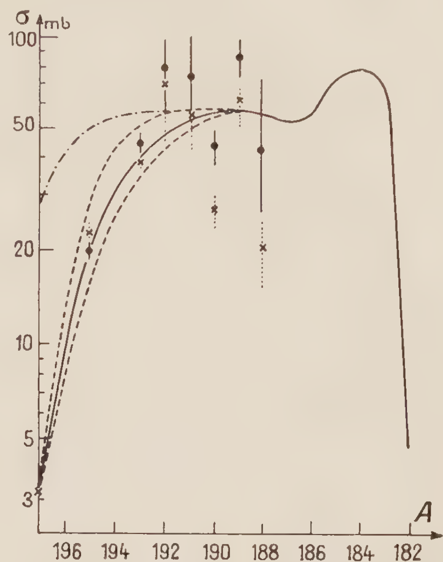


Fig. 2*b*.

calculées par Metropolis et al. (*fig.* 2*a* et 2*b*). On voit que les sections efficaces relatives varient d'une manière très sensible avec la forme du spectre d'énergie d'excitation. En particulier dans la région des noyaux peu déficients en neutrons où la précision de nos mesures est la meilleure, la forme du spectre calculé par Metropolis et al. est confirmée.

Il semble donc que la mesure des sections efficaces permette une étude de la variation, en fonction de l'énergie des protons incidents et du nombre de masse, des spectres d'énergie d'excitation.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hunter (E. T.) et Miller (J. M.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1053.
[2] Fink (R. W.) et Wiig (E. O.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 185.
[3] Caretto Jr (A. A.) and Wiig (O.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1238.
[4] Anderson (G.) et al., *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 621 et 1955, **46**, 70.
[5] Bernas (R.) et al., *J. Physique Rad.* (à paraître).
[6] Albouy (G.) et coll., *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 407.
[7] Poffé (N.), Riou (M.), Teillac (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 3552.
[8] Serber (R.), *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1114.
[9] Metropolis (N.) et al., *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 185.
[10] Jackson (J. D.), *Canad. J. Phys.*, 1957, **35**, 21.
[11] Lang et Le Couteur, *Proc. Phys. Soc.*, 1954, A **67**, 586.
[12] Dostrovsky (I.), Rabinowitz (P.) et Bivins (R.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1659.
Dostrovsky (I.), Fraenkel et Friedlander (G.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 683.

LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DE LA RÉACTION ^{6}Li (p, α) ^{3}He DE 100 A 300 keV

Par R. BOUCHEZ, C. DELORME, J. FLEURY, J. KRAFFT, P. PERRIN, Mlle L. GOLDMAN, M. BOGE, B. DUDEK,

Centre d'Études Nucléaires de Grenoble et Université de Grenoble, Laboratoire de Physique Nucléaire.

Résumé. — Un accélérateur électrostatique de 300 kV équipé d'un tube Philips et d'une génératrice haute tension SAMES, sans analyseur du faisceau, a été utilisé pour étudier la réaction ^{6}Li(p, α) ^{3}He dans la région de 100 à 300 keV. Les particules ^{3}He et α ont été observées par deux spectromètres à scintillations (CsI), dans le vide, à des angles (laboratoire) de 30° à 150° ; les mesures ont été faites à l'aide d'un sélecteur 200 canaux Intertechnique.

Les résultats expérimentaux montrent qu'à partir de 100 keV les particules ^{3}He sont émises de préférence vers l'avant. La distribution angulaire a été mesurée pour l'énergie des protons 200, 230, 270 et 300 keV, et semble résulter de l'interaction directe du proton avec le groupe deuton du ^{6}Li produisant l'émission vers l'avant de la particule ^{3}He résultante.

Abstract. — The ^{6}Li(p, α) ^{3}He reaction has been studied by a 300 kV electrostatic accelerator with an optic Philips tube and a SAMES high voltage generator, but without analyser, in the energy range $100 < T < 300$ keV. The ^{3}He and α particles were observed with a scintillation (CsI) spectrometer, working in the vacuum, at laboratory angles from 30° to 150° and the spectra were measured with an Intertechnique 200 channel selector.

The experimental results indicate that the ^{3}He particles are emitted preferentially in the forward direction and for one energy as low as 100 keV. The ^{3}He particle angular distribution obtained for 200, 230, 270 and 300 keV cannot be described by *s* and *p* waves alone and suggests that a direct interaction process is taking place for such a low energy.

1. **Introduction.** — L'étude de la réaction ^{6}Li(p, α) ^{3}He par Marion (1956), pour une énergie des protons de 0,6 à 2,9 MeV, a montré que si l'on pouvait décrire la distribution angulaire par des ondes de protons *s* ou *p* jusqu'à environ 2,5 MeV, il n'était pas possible de le faire à 2,9 MeV et qu'il fallait penser soit à des ondes de moment angulaire plus élevé soit à un processus d'interaction directe. Ayant incidemment observé (*fig.* 1) pour

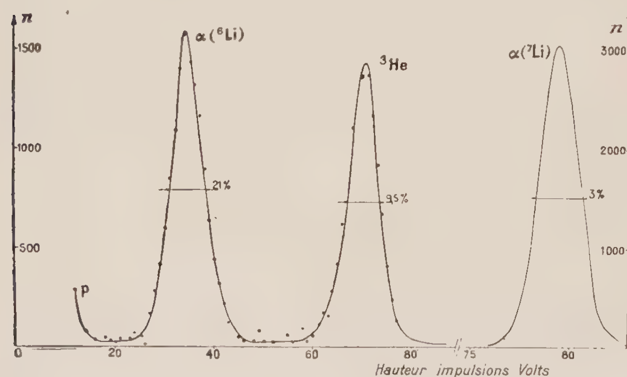


FIG. 1. — ^{6}Li (p, α) ^{3}He. $T_p = 200$ keV ; φ(lab.) = 135°.

une énergie de 200 keV que les particules ^{3}He étaient émises surtout vers l'avant, nous avons entrepris l'analyse détaillée de la distribution angulaire qui n'était pas connue pour des énergies aussi faibles de 100 à 300 keV. La distribution observée (*fig.* 4) confirme nettement que les particules ^{3}He ont une émission préférentielle dans le demi-espace avant.

L'interprétation de cette distribution n'est pas faite, mais le seul niveau de 1 MeV ($J = 3/2^+$) existant dans cette région d'énergie, obtenu avec des protons *s* ne peut expliquer une telle distribution. Encore ce niveau $3/2^+$ n'est-il pas sûr, la forme de la section efficace (Marion, 1956, *fig.* 4) ne s'accordant pas avec une résonance à un niveau. Quant au second niveau $5/2^-$ de 1,85 MeV (ondes *p*) il est fort éloigné, et même une interférence produirait un terme cos θ qui ne suffirait pas à interpréter la forme observée de la distribution angulaire.

2. **Dispositif expérimental.** — L'accélérateur électrostatique utilisé comprend un tube construit par la Société Philips et dont les caractéristiques optiques et les propriétés du faisceau seront décrites ultérieurement, un analyseur magnétique étant en cours de montage.

L'énergie du faisceau dans cette étude était définie par la stabilité 1 % de la génératrice haute tension SAMES (300 kV, 1 mA).

Les cibles furent préparées en évaporant du lithium métal sur un support de cuivre, puis à l'air se transformaient en LiOH, comme on l'a observé par pesée à intervalles réguliers.

L'épaisseur des cibles obtenue par pesée était 10 μg/cm² pour les énergies de protons les plus faibles.

Les particules α et ^{3}He furent détectées (*fig.* 1) à l'aide de deux spectromètres à scintillation par CsI (Fleury, 1960) avec une bonne résolution (3 % pour les α de 8 MeV du ^{7}Li dans les meilleures conditions). L'un, la voie fixe, situé à 90° du faisceau de protons incidents était utilisé comme

« moniteur » ; l'autre, la voie mobile, donnait à la fois bien séparés (*fig.* 1) le spectre des particules α et ^{3}He de la réaction ^{6}Li(p, α) ^{3}He et le spectre des particules α du ^{7}Li(p, 2α). Vers l'avant les α du ^{6}Li et ^{3}He ont une énergie plus grande et ont toujours été bien séparés, mais vers l'arrière pour φ (laboratoire) $> 135°$ le pic dû aux particules α (^{6}Li) parvenant sur le cristal CsI avec une énergie d'environ 800 keV pour $T_p \simeq 200$ keV était parfois partiellement caché par le bruit de fond (protons diffusés). Chaque détecteur avait un angle solide $\Omega/4\pi \simeq 5.10^{-4}$.

Devant les cristaux de CsI on dispose un écran de polystyrène de 200 μg/cm² recouvert d'aluminium évaporé de 150 μg/cm² pour arrêter les protons diffusés par le lithium et éviter la lumière d'atteindre les photomultiplicateurs.

L'électronique lente des spectromètres est classique. Indiquons simplement qu'un soin tout particulier a été pris d'une part pour obtenir la meilleure résolution (Fleury, 1960) pour le spectromètre des α et ^{3}He (choix des résistances interdynodes des photomultiplicateurs pour une bonne optique électronique de la résistance de charge) et d'autre part pour éviter l'empilement des impulsions et la surcharge des photomultiplicateurs due à un trop grand nombre de protons diffusés arrivant sur les cristaux CsI (plus de 10^5 impulsions par seconde pour un seuil α de 400 keV). En outre trois chaînes électroniques ont été réalisées : la voie fixe à 90° pour la détection des α du ^{7}Li utilisée comme « moniteur » de la réaction, la voie mobile à angle variable était dédoublée, une partie donnant le spectre α et ^{3}He du ^{6}Li pour l'analyse de la distribution angulaire de la réaction ^{6}Li(p, α) ^{3}He, l'autre partie donnant le spectre α du ^{7}Li pour obtenir la distribution angulaire simultanée de la réaction ^{7}Li(p, 2α) utilisée comme test du goniomètre. Les spectres étaient analysés par un sélecteur 200 canaux Intertechnique, un seuil préalable réglé à 5 volts (correspondant à une énergie de particules α de 400 keV) évitait qu'un trop grand nombre d'impulsions n'atteigne le sélecteur ; avec cette précaution le temps mort du sélecteur était négligeable.

L'intensité du faisceau de protons était mesurée soit directement, soit par un intégrateur de charges, mais ces mesures dans le cas du lithium n'ont qu'une valeur indicatrice par suite de l'évaporation progressive du lithium même pour une intensité de faisceau aussi faible que quelques microampères.

3. **Résultats expérimentaux.** — 3.1. — EXPÉRIENCE A ANGLE FIXE. — Au cours d'une première expérience à angle fixe, φ(lab.) = 135°, on a déterminé la variation en fonction de l'énergie du rapport du nombre des particules α et du nombre des particules ^{3}He à partir de spectres analogues à celui de la figure 1.

Le résultat de ces mesures indiqué figure 2 montre que la dissymétrie de l'émission avant-arrière commence dès 100 keV.

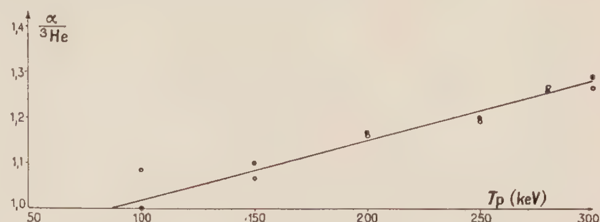


Fig. 2. — ^{6}Li (p, α) ^{3}He. φ(lab.) = 135°.

3.2. — DISTRIBUTION ANGULAIRE DE LA RÉACTION ^{7}Li(p, 2α). — Pour analyser la distribution angulaire de la réaction ^{6}Li(p, α) ^{3}He, on a construit une chambre à réaction munie de deux spectromètres à scintillation dans le vide. Pour tester cet appareillage on a simultanément mesuré la distribution angulaire des particules α de la réaction de Cockcroft ^{7}Li(p, 2α) ; le résultat (*fig.* 3) de ces

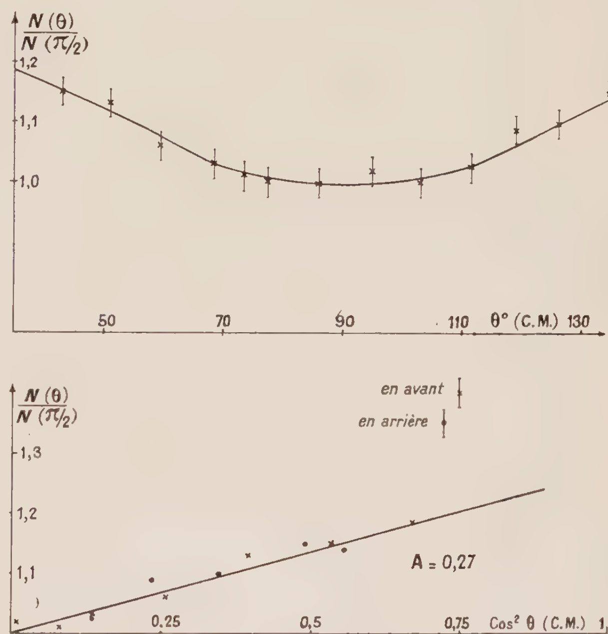


Fig. 3. — ^{7}Li (p, 2α). E_p = 230 keV.

mesures indique la symétrie attendue (Critchfield, 1941 ; Inglis, 1948) pour cette distribution, et donne la loi en $I(\theta) = I(\pi/2)\ (1 + A\ \cos^2\theta)$ (Young, 1940 ; Rubin, 1947 ; Cartwright, 1953) avec le coefficient $A \simeq 0{,}30$ pour $T_p = 300$ keV.

3.3. DISTRIBUTION ANGULAIRE DES PARTICULES ^{3}He DE LA RÉACTION ^{6}Li(p, α) ^{3}He. — On a choisi de mesurer d'abord l'intensité relative des particules ^{3}He pour la même énergie des protons inci-

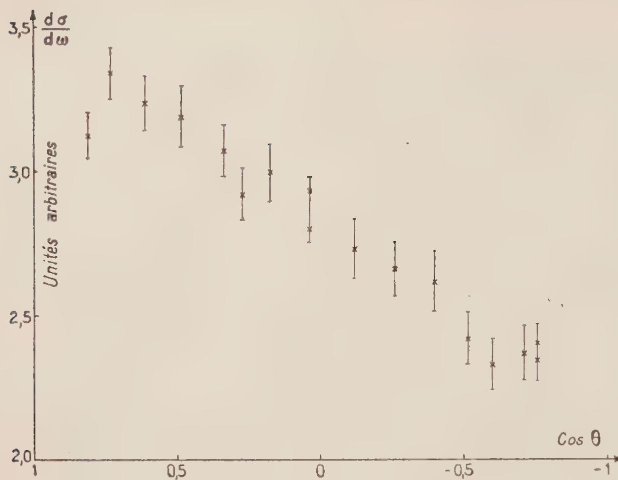


FIG. 4*a*. — ^{6}Li (p, α) ^{3}He. $T_p = 230$ keV. Centre de masse.

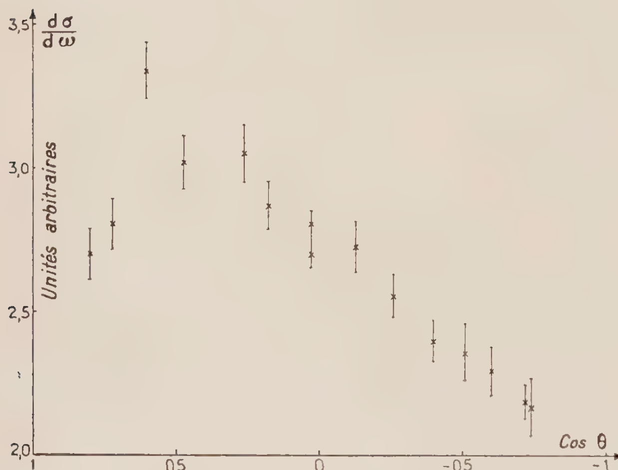


FIG. 4*b*. — ^{6}Li (p, α) ^{3}He. $T_p = 270$ keV. Centre de masse.

dents ($T_p = 200$, 230, 270 ou 300 keV) et pour un angle φ(lab.) variable de 30° à 150°, de 10 en 10°. L'énergie des particules ^{3}He est en effet plus grande que celle des α, et dans toutes les mesures le spectre ^{3}He est nettement séparé des α et le bruit de fond négligeable. La hauteur des impulsions des ^{3}He est deux fois celle des α à $T_p = 200$ keV et $\varphi = 135°$. La distribution angulaire des ^{3}He est donc plus aisée à obtenir, et la précision est beaucoup plus grande que pour celle des α ; en outre on peut en déduire la distribution des α.

Le résultat de quelques expériences est représenté figure 4, en ordonnées la section efficace différentielle (centre de masse) en unités arbitraires et en abscisses cos θ.

Outre la prédominance vers l'avant, dans l'émission des particules ^{3}He, l'on constate une nette indication de la diminution relative aux très petits angles. Il serait évidemment utile de mesurer la distribution au voisinage de l'angle zéro, avec une cible transparente (l'expérience est possible mais délicate), en déposant le lithium sur le verso d'un support très mince de berylium, les protons incidents se ralentiraient d'abord dans Be mais les particules produites α et ^{3}He ne subiraient pas de ralentissement dans le support cible.

3.4. SECTION EFFICACE RELATIVE DES RÉACTIONS ^{6}Li(p, α) ^{3}He ET ^{7}Li(p, 2α). — L'ensemble des mesures effectuées permettra d'obtenir une mesure précise de la section efficace de ^{6}Li(p, α) par rapport à celle de ^{7}Li(p, 2α) ; le dépouillement préliminaire des résultats donne environ 35 pour $T_p = 250$ keV. Le fait important que pour les faibles énergies et en dehors de toute résonance la réaction ^{6}Li(p, α) soit beaucoup plus probable que la réaction ^{7}Li(p, 2α) indique un mécanisme différent faisant intervenir les protons *s* dans le cas du ^{6}Li et les protons *p* pour le ^{7}Li. Si la différence de pénétration des protons *s* et *p* semble expliquer cette différence de section efficace, est-il nécessaire (Baskin, 1951) de faire intervenir un niveau très large du ^{7}Be dont l'existence n'est pas certaine (Marion, 1956) ? Pour répondre à cette question, il est avant tout nécessaire d'analyser théoriquement le mécanisme qui conduira à la fois à la courbe de section efficace de la réaction ^{6}Li(p, α) obtenue par Marion (1956) et aux distributions angulaires observées par Marion (1956) au delà de 600 keV et obtenues dans cette expérience autour de 250 keV.

RÉFÉRENCES

MARION (J. B.), WEBER (G.), MOZER (F. S.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1402.

FLEURY (J.), PERRIN (P.), BOGÉ (M.), LAUGIER (M.), *J. Physique Rad.*, 1960 (Colloque de Grenoble ; ci-après, p. 480).

INGLIS (D. R.), *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 21.

YOUNG (V. J.), ELLIOTT (A.), PLAIN (G. J.), *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 498.

RUBIN (S.), FOWLER (W. A.), LAURITSEN (C. C.), *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 212 L.

CARTWRIGHT (D. K.), GREEN (L. L.), WILLMOTT (J. C.), *Phil. Mag.*, 1953, **44**, 1307.

CRITCHFIELD, TELLER, *Phys. Rev.*, 1941, **65**, 10.

BASKIN (S.), RICHARDS (H. T.), *Phys., Rev.*, 1951, **84**, 1124.

CORRÉLATION ANGULAIRE (d, pγ) DANS LA RÉACTION ^{9}Be(d, p) ^{10}Be

Par S. GORODETZKY, J. SAMUEL et A. GALLMANN,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — En vue de vérifier les prédictions de la théorie des ondes distordues dans les réactions de stripping, nous avons entrepris de mesurer la corrélation angulaire ^{9}Be(d, pγ) ^{10}Be dans le plan d-p à $E_d = 5{,}5$ MeV pour le premier niveau excité de ^{10}Be, en détectant le proton à $\Phi_p = 50^o$, c'est-à-dire nettement en dehors du pic de la distribution angulaire des protons relatifs au même niveau. Les résultats *préliminaires* de cette corrélation indiquent : 1) un léger déplacement de l'axe de symétrie de la courbe, qui ne se confond plus avec celui défini par la direction du noyau de recul ; 2) une certaine atténuation de la corrélation par rapport à celle mesurée au pic.

Cependant les conclusions définitives ne pourront être tirées qu'après de nouvelles mesures améliorant notre statistique. Le résultat actuel : $W(\Phi) = 1 - (0{,}315 \pm 0{,}066) \cos^2 (\Phi - \Phi_0)$ avec $\Phi_0 = + (11 \pm 6{,}5)^0$ n'est pas en contradiction avec ceux obtenus au pic à 3,5-3,9 et 7,8 MeV par d'autres auteurs.

Abstract. — In order to test the predictions of the distorted-wave theory of stripping reactions, we have measured the angular correlation ^{9}Be(d, pγ) ^{10}Be in the reaction plane d-p, at $E_d = 5.5$ MeV, for the first excited level of ^{10}Be, at $\Phi_p = 50^o$, outside the peak of the angular distribution of protons coming from this level. The *preliminary* results of this correlation indicate : 1) a slight shift of the symmetry axis of the curve which is no longer the recoil direction ; 2) a certain attenuation of the correlation when compared to the one measured at the peak.

However definite conclusions will only be possible after further measurements have improved our statistics. The present result : $W(\Phi) = 1 - (0.315 \pm 0.066) \cos^2 (\Phi - \Phi_0)$ with $\Phi_0 = + (11 \pm 6.5)^0$ is not in contradiction with those obtained at 3.5-3.9 and 7.8 MeV by other authors.

I. Introduction. — Le succès de la théorie simplifiée de Butler [1] a permis d'interpréter les distributions angulaires de nucléons dans les réactions (d, n) et d'en faire un outil utile en spectroscopie nucléaire. Cette théorie — voir par exemple [2], [3] — prédisait également quelques caractéristiques des corrélations angulaires (d, nγ) et notamment : *a*) l'indépendance en fonction de l'énergie de bombardement ; *b*) l'indépendance par rapport à l'angle de détection du nucléon ; *c*) l'existence d'un axe de symétrie suivant la direction du noyau de recul ; *d*) l'isotropie dans un plan perpendiculaire à cet axe ; *e*) la détermination de l'anisotropie dans le plan d-p, de manière unique, par les spins des niveaux en jeu.

L'interprétation des corrélations angulaires (d, nγ) ne contenant pas un paramètre ajustable comme celle des distributions de nucléons — le rayon d'interaction r_0 — leur étude est donc un bon moyen de vérifier les approximations de Butler — consistant à prendre essentiellement pour les ondes incidente (du deutéron) et émergente (du proton) des ondes planes — et de préciser ainsi le mécanisme de la réaction.

Différents auteurs ont étudié l'influence de la distorsion des ondes planes [4, 5, 6, 7, 8] et, parmi eux, Huby, Refai et Satchler [7] ont montré qu'il était possible de vérifier les prédictions de la théorie des ondes distordues du stripping sans avoir recours à des calculs compliqués à l'aide d'une calculatrice électronique : pour cela il suffit, dans une réaction donnée, pour un angle de détection des protons donné, de mesurer, d'une part, la corrélation angulaire (d, nγ) dans le plan d-n et — pour certains cas seulement — dans un plan perpendiculaire à ce dernier, et, d'autre part, la polarisation des nucléons issus du même niveau.

Pour simplifier au maximum la situation, il faut choisir un noyau dont les niveaux sont bien connus et dont le γ de désexcitation étudié est de multipolarité bien définie. Nous avons choisi le niveau de 3,37 MeV du ^{10}Be atteint par la réaction ^{9}Be(d, p) ^{10}Be avec $l_n = 1$ et qui se désexcite par un rayonnement quadrupolaire électrique pur. Les prédictions (*a*), (*c*), (*d*), (*e*) de la théorie simplifiée de Butler ont été approximativement vérifiées pour ce niveau à 3,5 — 3,9 [9] et 7,8 [10] MeV. Nous avons donc entrepris de commencer notre travail par l'étude du point (*b*) à 5,5 MeV, bien à l'intérieur de la plage où (*a*) semble acquis.

Nos résultats sont préliminaires et ne portent que sur la corrélation dans le plan d-p. Le choix de $\Phi_p = 50^o$, nettement en-dehors du pic de la courbe de Butler, correspond à une région où celle-ci explique mal la distribution observée des protons. Notons qu'une première vérification de la théorie de Huby, Refai, Satchler pour un cas $l_n = 1$ a déjà été obtenue à 15 MeV par J. P. Martin [11] et par Bromley et al. [12], de 6 à 9 MeV, pour un cas $l_n = 2$.

La cible de Be (¹) avait une épaisseur de 500 keV à l'énergie de bombardement de 5,5 MeV (4,35 mg/cm²) [13]. Ce fait ne présente aucun inconvénient majeur vu que nous nous trouvions dans la plage définie plus haut, et, au contraire, permettra une comparaison plus directe avec une mesure de polarisation ultérieure qui nécessite des cibles relativement épaisses.

Le circuit électronique de coïncidence était un circuit standard rapide-lent du type Bell, Graham et Petch, de temps de résolution $2\tau = 8$ mμs en ^{22}Na.

II. **Résultat et discussion.** — Notre résultat, pour le moment, est :

$$W(\Phi) = 1 - (0{,}315 \pm 0{,}066) \cos^2 (\Phi - \Phi_0)$$

avec $\Phi_0 = + (11 \pm 6{,}5)^\circ$.

Les erreurs indiquées sont les écarts moyens obtenus à l'aide de la méthode des moindres carrés [14]. Nous n'avons tenu compte ni de la faible erreur dans la définition des angles et de l'ouverture angulaire du faisceau, ni de l'atténuation due aux corrections géométriques — cette dernière, de l'ordre de 1 %, est négligeable vis-à-vis des erreurs statistiques. D'ores et déjà nous pouvons conclure à : *a*) un léger déplacement de l'axe de symétrie (dans le même sens mais plus net que [9] et [10]). *b*) une certaine atténuation de l'anisotropie par rapport aux valeurs trouvées par ces mêmes auteurs au pic de la distribution des protons.

Comme on peut le voir sur notre courbe, la statistique devra être poussée davantage avant que des conclusions définitives ne puissent être tirées. Cependant on peut considérer que nos valeurs semblent devoir confirmer les prédictions de la théorie des ondes distordues dans la mesure où l'on a effectivement $\Phi_0 \neq 0$ et une atténuation de l'anisotropie prévue par la théorie simplifiée. La vérification ne pourra être complète qu'une fois mesurée, aussi, la corrélation angulaire dans un plan perpendiculaire à celui de la réaction. L'ensemble des deux résultats permettra alors de comparer les valeurs théoriques et expérimentales d'un paramètre *indépendant de la distorsion* et de prédire la valeur absolue de la polarisation des protons émis à l'angle considéré.

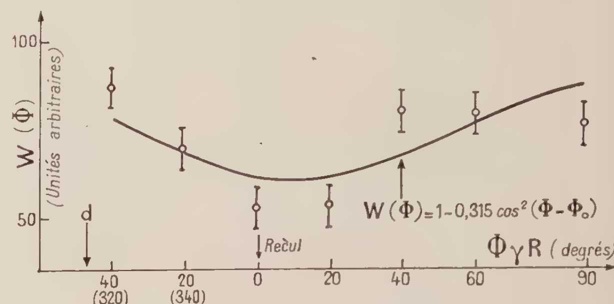


FIG. 1. — ^{9}Be(d, pγ) ^{10}Be*.
Corrélation angulaire dans le plan d — p, pour le niveau 3,37 MeV, à $E_d = 5{,}5$ MeV.

Nous espérons mener à bien le travail ainsi esquissé à $\Phi_p = 20^\circ$ (au pic de la distribution) et $\Phi_p = 50^\circ$.

(¹) Fournie par l'A. E. R. E.-Harwell.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BUTLER (S. T.), *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A **208**, 559.
[2] SATCHLER (G. R.) et SPIERS (J. A.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, A **65**, 980.
[3] SATCHLER (G. R.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, A **66**, 1081.
[4] HOROWITZ (J.) et MESSIAH (A. M. L.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 142.
[5] TOBOCMAN (W.) et KALOS (H.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 132.
[6] TOBOCMAN (W.), Report N° 29, *Nucl. Physics Lab.*, Case Inst. of Technology (1956).
[7] HUBY (R.), REFAI (M. Y.) et SATCHLER (G. R.), *Nucl. Physics*, 1958-1959, **9**, 94.
[8] SATCHLER (G. R.) et TOBOCMAN (W.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1960, **5**, n° 1, 30, et *Phys. Rev.* (à paraître).
[9] COX (S. A.) et WILLIAMSON (R. M.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1799.
[10] TAYLOR (R. T.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 1293.
[11] MARTIN (J. P.), *Thèse* (octobre 1959). Université de Pittsburgh.
[12] KUEHNER (J. A.), ALMQVIST (E.) et BROMLEY (D. A.), *Phys. Rev. Letters*, 1960, **4**, n° 3, 132.
[13] ARON (W. A.), HOFFMANN (B. G.) et WILLIAMS (F. C.), U. C. R. L. Report, 1949, N° **121**.
[14] ROSE (M. E.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 610.

INTERACTION DIRECTE DANS LA RÉACTION Be^9 (n, 2n) Be^8

Par R. BALIAN et V. GILLET,
Service de Physique mathématique, C. E. N., Saclay.

Résumé. — On donne les résultats de l'application des méthodes de l'interaction directe au calcul des sections efficaces pour la réaction d'éjection Be^9 (n, 2n) Be^8. La distribution en énergie des neutrons sortants montre que les énergies de 0,5 et 5 MeV sont favorisées. La section efficace totale de réaction, compte tenu à basse énergie de la théorie du noyau composé, est en accord avec les résultats expérimentaux.

Abstract. — The results of the application of direct interaction methods to the calculation of the cross-section for the Be^9 (n, 2n) Be^8 ejection reaction are given. Energies of 0.5 and 5 MeV for outgoing neutrons are favoured. The total reaction cross-section, together with compound nucleus results, provide a good fit for the experimental data.

Les méthodes générales de l'interaction directe ont été étendues à l'étude des réactions d'éjection, pour lesquelles la particule incidente arrache un nucléon au noyau, sans former d'état lié avec lui comme dans le pick-up, et sans qu'il y ait passage par un état intermédiaire. Nous présenterons ici les résultats de l'application de la théorie à la réaction Be^9 (n, 2n) Be^8, du seuil à 14 MeV. Les références seront données dans un article détaillé, sous presse dans *Nuclear Physics.*

1. **Situation expérimentale et théorique.** — La figure 1 rassemble les résultats expérimentaux sur

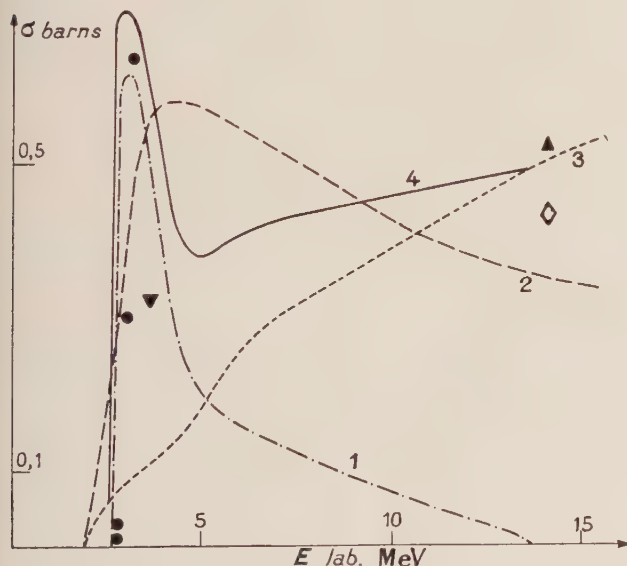


Fig. 1. — Valeurs expérimentales et théoriques pour la section efficace de réaction Be^9 (n, 2n) Be^8. Les courbes 1, 2, 3 représentent respectivement les résultats des théories du noyau composé, du break-up, de l'interaction directe par éjection ; la courbe 4 est la somme des contributions retardée (1) et instantanée (3).

la section efficace de réaction en fonction de l'énergie du neutron incident. On connaît également une moyenne de cette section efficace sur le spectre Ra-Be : 300 ± 100 mb. Pour une énergie du neutron incident donnée, on a d'autre part constaté que certaines valeurs de l'énergie des neutrons sortants étaient favorisées.

La théorie du noyau composé basée sur les niveaux excités connus de Be^9 et Be^{10} donne de bons résultats au voisinage immédiat du seuil (*fig.* 1 (1)), situé à 1,66 MeV. En particulier la section efficace croît rapidement à partir de 2,4 MeV, valeur correspondant à la formation d'un noyau composé de Be^{10*}, selon le schéma



$$Be^9 + n \rightarrow Be^{10*} \rightarrow Be^{9*} + n \rightarrow Be^8 + n + n.$$

Mais, après la résonance correspondante, la section efficace calculée décroît très vite.

A plus haute énergie, pour expliquer l'existence d'énergies favorisées pour les neutrons sortants, on a admis la formation du noyau excité intermédiaire de Be^{9*} par diffusion inélastique directe. Mais cette théorie peut difficilement donner des valeurs suffisamment élevées pour la section efficace, car les niveaux excités du Be^9 sont trop différents de l'état fondamental.

Enfin, la théorie du break-up de M. Sachs (*fig.* 1 (2)), selon laquelle il s'établirait un équilibre thermodynamique entre les deux neutrons et le cœur de Be^8 dans une certaine région, semble difficile à justifier théoriquement et ne peut d'ailleurs donner de bons résultats lorsque l'énergie est trop élevée pour se partager.

2. **La théorie de l'interaction directe par éjection.** — Nous étudions le processus selon lequel le neutron incident, soumis au potentiel moyen du noyau, éjecte le dernier nucléon de Be^9 par son interaction résiduelle V avec celui-ci. L'amplitude de transition est proportionnelle à

$$\langle \Psi_1 \Psi_2 | V | \Psi_{in} \Phi \rangle .$$

La fonction d'onde Φ représente le dernier nucléon de l'état fondamental de Be^9. En effet, la

structure et la très faible énergie de liaison (1,66 MeV) du Be^9 nous autorise à le représenter comme un cœur de Be^8 plus un neutron dans le potentiel moyen. Dans l'esprit du modèle des couches, nous admettons d'autre part que la fonction d'onde du cœur est la même que celle de Be^8 après éjection, de sorte que le Be^8 n'intervient dans la réaction que par son potentiel moyen. La très faible énergie de liaison entraîne que le dernier nucléon a une probabilité très faible (31 %) de se trouver à l'intérieur du cœur, de sorte que la réaction fera intervenir des moments angulaires très élevés (jusqu'à $l = 7$ à 10 MeV).

Les fonctions Ψ_{in}, Ψ_1 et Ψ_2 sont les fonctions d'onde des neutrons incident et sortant dans un puits complexe de Saxon dont les paramètres sont adaptés pour rendre compte de la diffusion élastique instantanée, due au potentiel moyen du noyau. Ces fonctions d'onde sont absorbées à l'intérieur du noyau, où elles ont donc une amplitude faible.

Le comportement de Φ et des Ψ montre que l'interaction a lieu surtout à l'extérieur du cœur de Be^8. Le calcul confirme que les plus importantes contributions à l'élément de matrice de transition proviennent de cette région. L'emploi d'un modèle d'interaction directe pour un noyau aussi léger est donc justifié, grâce à la faible énergie de liaison de ce noyau.

Le fait que l'interaction a lieu surtout à l'extérieur justifie également l'emploi, comme potentiel résiduel d'interaction $V(|\bar{r}_1 - \bar{r}_2|)$, du pseudo-potentiel $\frac{\hbar^2}{2m} 4\pi a \delta(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)$, où a est la longueur de collision pour des nucléons libres, ou une valeur un peu inférieure.

Les résultats du calcul, effectué sur machine électronique, sont donnés figure 1 (3), pour la section efficace totale de réaction. Le modèle n'est évidemment pas valable à basse énergie, où les résonances sont bien séparées, et où la partie retardée de l'interaction doit être importante. La courbe obtenue en ajoutant la section efficace directe (instantanée) et la section efficace par noyau composé (retardée) (*fig.* 1 (4)) est en bon accord avec l'expérience, de même que la section efficace moyenne sur le spectre Ra-Be.

On a donné (*fig.* 2), pour des énergies du neutron incident données, la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dE_1}$ en fonction de l'énergie E_1 de l'un des neutrons sortants. Les courbes sont symétriques, et montrent que les énergies de 0,5 et 5 MeV pour les neutrons sortants sont favorisées. Le modèle de l'interaction directe par éjection, sans passage par un niveau composé, suffit donc pour expliquer l'existence de groupes d'énergie pour les neutrons sortants.

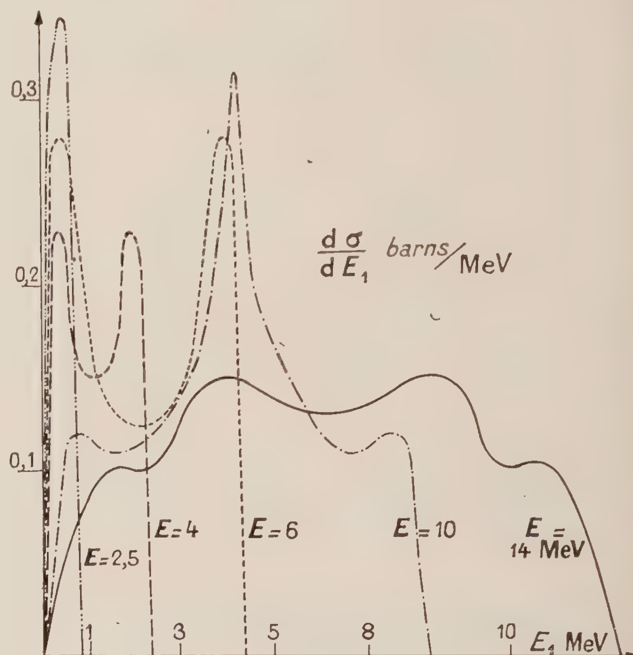


Fig. 2. — Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dE_1}$ en fonction de l'énergie E_1 d'un neutron sortant, pour diverses valeurs de l'énergie E du neutron incident, dans la théorie de l'éjection.

Il est cependant difficile, en l'absence de résultats expérimentaux précis, notamment pour la distribution angulaire et les corrélations angulaires des neutrons sortants, de discuter de l'importance relative des divers mécanismes possibles pour la réaction.

EXPÉRIENCES AVEC DES IONS LITHIUM DE 2 MeV

Par S. M. SHAFROTH [1],
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Des mesures de distributions angulaires et de sections efficaces différentielles des particules chargées produites dans les réactions ^{6}Li + ^{12}C et ^{7}Li + ^{12}C ont été faites avec une caméra à émulsions nucléaires, le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay ayant été modifié pour accélérer les ions de lithium.

Abstract. — The 2 MeV Van de Graaff at Saclay has been adapted for lithium ion acceleration. ^{6}Li + ^{12}C and ^{7}Li + ^{12}C have been studied using nuclear plates in a scattering chamber. Measurements of differential cross-sections and angular distributions are given.

Dans le but d'étudier le mécanisme des réactions nucléaires en utilisant des noyaux de lithium comme projectiles, le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay a été converti en un accélérateur de lithium et une caméra à émulsions nucléaires a été choisie et construite pour mesurer les distributions angulaires et les sections efficaces différentielles des particules chargées produites dans les réactions.

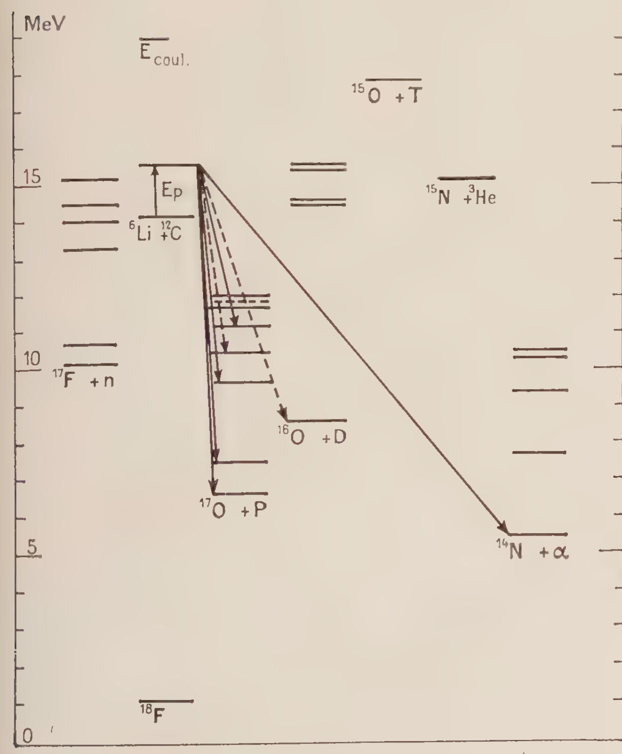


Fig. 1.

Au départ, le travail principal a porté sur la réaction ^{6}Li + ^{12}C. Notre caméra n'étant pas encore terminée, le travail a été fait avec celle du cyclotron. Le faisceau de lithium a été défléchi de 17° par rapport à la verticale avant d'entrer dans la caméra. On a identifié, sans ambiguïté, des groupes de protons allant à l'état fondamental (p_0), aux 1er, 2e et 4e états excités (p_1, p_2, p_4) de ^{17}O. De même nous avons observé un groupe qui peut être soit des protons allant au 3e état excité de ^{17}O (p_3) soit des deutons allant au fondamental de ^{16}O (d_0). Les schémas des niveaux des noyaux obtenus dans la réaction ^{6}Li + ^{12}C sont représentés figure 1 ; les réactions observées sont indiquées sur la figure par des flèches. Un exemple de distribution type du nombre de traces en fonction du parcours est représenté figure 2.

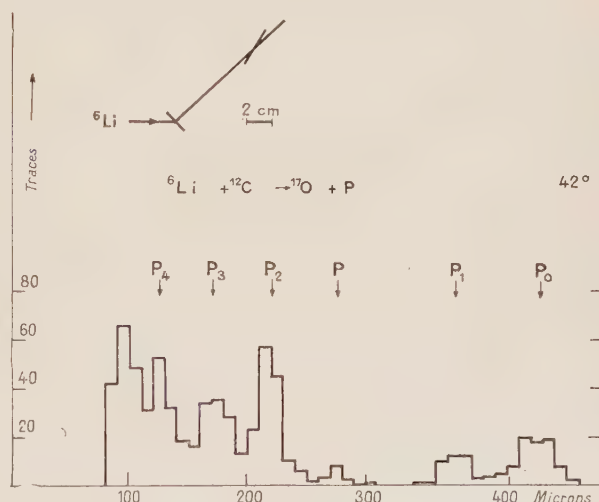


Fig. 2.

Nous avons effectué des mesures préliminaires sur les distributions angulaires des groupes p_2, p_3 ou d_0 et p_4 (voir *fig.* 3). La meilleure mesure est celle correspondant au groupe p_2. Elle montre une forte prépondérance vers l'avant. Le groupe p_3 ou

(1) Northwestern University, Evanston, U. S. A.

d_0 présente une petite corrélation vers l'avant, le groupe p_4 semble être symétrique par rapport à 90°, mais plus d'angles seraient nécessaires. (Toutes les distributions ont été transformées dans le système du centre de masse).

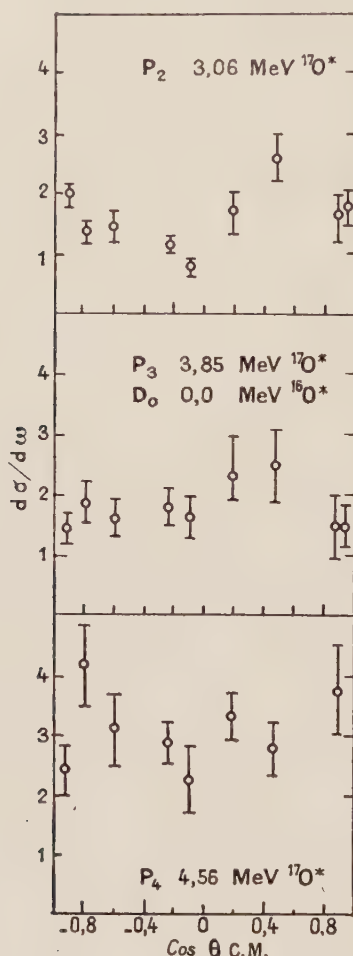


FIG. 3.

Le tableau I donne les résultats des mesures de section efficace différentielle absolue pour les cas où toutes les données nécessaires étaient directement utilisables. Nous pensons que ces mesures ne sont pas précises à mieux qu'un facteur deux près, à cause de l'incertitude sur la quantité de charges collectées.

La détection des α provenant de cette réaction s'est montrée difficile, bien que les énergies soient comprises entre 6 et 10 MeV. Cependant les particules alpha allant à l'état fondamental de ^{14}N furent identifiées, superposées à un fond de protons de basse énergie. Ceci a été rendu possible grâce à l'emploi d'émulsions spéciales Ilford L2 et par un développement spécial des plaques.

Comme résultat annexe de ce travail, on a observé des protons allant à l'état fondamental et au 1er état excité de ^{11}B, des particules alpha allant au fondamental de ^{8}Be et probablement trois particules α des noyaux de ^{12}C excités à 29 MeV. Ces émissions de particules viennent des réactions provoquées par ^{6}Li sur le lithium déposé sur la cible par le faisceau.

TABLEAU I

SECTIONS EFFICACES DES RÉACTIONS ^{6}Li ET ^{7}Li SUR ^{12}C A 2 MeV

Réaction		Angle (lab)	σ(lab) 10^{-33} cm²/stéradian
$^{6}Li + ^{12}C \to ^{17}O +$	p_0	74°	7,7
	p_1	74°	4,4
	p_2	74°	12,9
	p_3 ou d_0	74°	16,5
	p_4	74°	24,1
$^{7}Li + ^{12}C \to ^{18}O +$	p_0	90°	0,033
	p_1	90°	0,20
	p_2	90°	0,23
	p_3	90°	0,20
$^{6}Li + ^{12}C \to ^{14}N + \alpha$		34°	10,8
		66°	15,2
		82°	13,4
$^{7}Li + ^{12}C \to ^{15}N + \alpha$		90°	3,7

Les erreurs relatives sont de ± 20 %. Les erreurs absolues sont estimées à un facteur 2 près.

RÉACTIONS NUCLÉAIRES PRODUITES PAR DES IONS LITHIUM

Par L. MARQUEZ [1].
CEN Saclay

Résumé. — Nous avons étudié les gamma produits par l'irradiation de ^{9}Be par des ions de lithium-6 de 2 MeV. Nous avons trouvé des gamma de 475 keV, 720 keV et 1 020 keV. Ceux-ci correspondent respectivement au premier état excité de ^{7}Li et au premier et second états excités de ^{10}B.

Abstract. — We have studied the γ-rays produced in the irradiation of ^{9}Be by 2 MeV ^{6}Li. We have found γ-rays of 475 keV, 720 keV and 1 020 keV. They correspond to the first excited state of ^{7}Li and to the first and second excited states of ^{10}B respectively.

Les réactions nucléaires produites par les ions de lithium-6 sur le béryllium ont été étudiées avec le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay. L'accélération des ions Li avec cet accélérateur a été commencée en 1958 par Mlle S. Ryll [2] qui a observé des réactions nucléaires par la méthode des émulsions ; ces études ont été continuées en 1959 par S. M. Shafroth [3] (voir communication précédente, p. 353).

On a utilisé comme source un silicate d'aluminium et de lithium synthétique : la β-eucryptite. Ce silicate, déposé sur une spirale de platine, est chauffé et donne un courant de Li^{+} d'environ 5 μA. Les ions Li^{+} sont accélérés dans le Van de Graaff et sortent avec une énergie de 2 MeV.

Après accélération, les ions de Li^{+} sont transformés en Li^{++} et Li^{+++} pour pouvoir être défléchis par l'aimant utilisé pour les protons. Ce résultat est obtenu en intercalant sur le trajet du faisceau, avant l'aimant, un tube muni de 40 petits écrans de tantale percés d'un trou de 5 mm pour le passage du faisceau. La pression dans la chambre, au centre du tube, est réglée à 10 ou 15 μm de Hg. Le rapport entre les nombres d'ions Li^{++} et Li^{+++} est égal à 1 : 0,5.

Le ^{6}Li deux fois ionisé frappe une cible épaisse de béryllium. A 9 cm de la cible et à 90° par rapport à la direction du faisceau, on a placé un cristal de INa(Tl) de 1 inch × 1 1/2 inch dont les impulsions de scintillation sont détectées par un photomultiplicateur. Les impulsions sont finalement enregistrées dans un sélecteur à 100 canaux.

Par cette méthode, nous avons étudié les rayons γ produits dans la réaction nucléaire entre ^{6}Li et ^{9}Be. On a observé des rayonnements γ de 475 keV et 720 keV de forte intensité et un gamma de 1 020 keV d'intensité plus faible. On a pu voir un certain nombre d'autres rayonnements gamma mais leur intensité est encore plus faible. La figure 1 montre un spectre caractéristique.

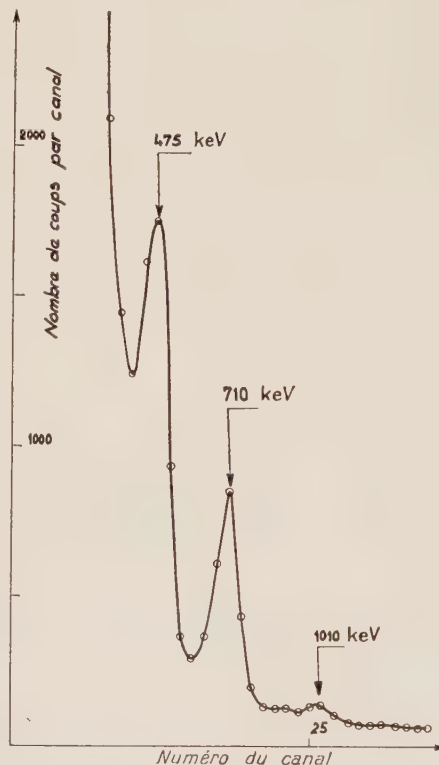


Fig. 1.

Nous avons mesuré la fonction d'excitation des rayonnements de 475 keV et 720 keV. L'énergie minimum à laquelle on peut les détecter est de 1,0 MeV. Leurs rendements montent à peu près exponentiellement de 1,0 MeV à 2,0 MeV. Les intensités, en nombre de coups par microcoulomb, sont 1 000 fois plus grandes à 2,0 MeV qu'à

(1) Chercheur de la Comissao Nacional de Energia Nuclear. Professeur du Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, en stage au Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

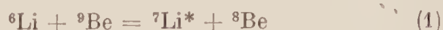
(2) Institut Badan Jadrowych, Polska Akademia Nauk, Varsovie.

(3) Northwestern University, Department of Physics, Evanston, Illinois, États-Unis.

1,0 MeV. Les sections efficaces pour la formation de $^{7}Li^{*}$ ou $^{10}B^{*}$ sont de l'ordre de 1 mb à 2 MeV.

Le rayonnement γ de 475 keV correspond au premier état excité de ^{7}Li. Le gamma de 720 keV correspond au premier état excité de ^{10}B et celui de 1 020 keV correspond au deuxième état excité de ^{10}B.

Nous avons alors la certitude que les réactions nucléaires que nous avons trouvées sont :



$$^{6}Li + {}^{9}Be = {}^{7}Li^{*} + {}^{8}Be \quad (1)$$



$$^{6}Li + {}^{9}Be = {}^{5}He_{\alpha+n} + {}^{12}B^{*} \quad (2)$$



$$^{6}Li + {}^{9}Be = {}^{5}He_{\alpha+n} + {}^{12}B^{**}. \quad (3)$$

La notation * veut dire premier état excité et la notation ** deuxième état excité.

On est très fortement tenté d'interpréter ces réactions comme produites par une interaction directe : celle du transfert d'un nucléon d'un noyau à l'autre.

La barrière coulombienne calculée pour le couple $^{6}Li + {}^{9}Be$ est de 3 MeV. Le ^{6}Li a un proton et un neutron très faiblement liés.

Un calcul élémentaire utilisant le modèle du puits de potentiel montre que le rayon moyen de ce proton ou de ce neutron est plus grand que le rayon donné par la formule $R = r_0 A^{1/3}$. De la même façon, le ^{9}Be a un neutron très faiblement lié, avec un rayon plus grand que le rayon géométrique.

On peut concevoir que les réactions de transfert d'un nucléon faiblement lié d'un noyau à un autre sont très probables à 2 MeV et que les réactions que nous avons trouvées sont de cette classe.

Nous pensons faire des mesures de distribution angulaire pour ces réactions afin d'établir leur mécanisme avec l'espoir que, connaissant ce mécanisme, nous pourrons savoir quelle est la vraie structure du ^{6}Li.

Je remercie le Commissariat à l'Énergie Atomique qui m'a permis de travailler dans les Laboratoires de Saclay. Je remercie Mme C. Redon, MM. J. Lelégard, A. Claes et J. Petres pour leur aide pendant les expériences.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 356.

SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE LA RÉACTION $^{13}C(^{3}He, \alpha)\,^{12}C$ A 1,8 MeV

Par R. BARJON (*), M. LAMBERT et J. SCHMOUKER,
Laboratoire Leprince-Ringuet, École Polytechnique, Paris.

Résumé. — La distribution angulaire des α de la réaction $^{13}C\ (^{3}He, \alpha)\ ^{12}C$ à 1,8 MeV et la courbe d'excitation à 166° 15′ (c. m.) ont été mesurées. Une interprétation théorique fait intervenir un mélange de « pick-up » et de « stripping de particule α ».

Abstract. — The differential cross-section for the $^{13}C\ (^{3}He, \alpha)\ ^{12}C$ reaction for incident ^{3}He of 1.8 MeV energy and the excitation curve at a c. m. angle of 166° 15′ have been measured. Explanation of the results requires a mixture of " pick-up " and " heavy-particle stripping " processes.

L'étude de la réaction $^{13}C(^{3}He, \alpha_0)\,^{12}C$ a été entreprise pour voir quelle est la contribution qu'on peut attribuer au « pick-up » dans le mécanisme de cette interaction.

Dispositif expérimental. — Un faisceau d'ions ^{3}He d'une intensité de un microampère environ est envoyé sur une cible mince de ^{13}C enrichie à 65 % (fournie par les laboratoires de Harwell) déposée sur un support d'or ou de cuivre. Un détecteur, constitué par un cristal mince de ICs et un P. M. Dumont 6 292, peut tourner autour de la cible et permet de mesurer la section efficace différentielle de 15° à 165° dans le système du laboratoire. L'épaisseur du cristal : 150 microns, est supérieure au parcours des α_0 de 15 MeV qui conduisent au niveau fondamental du ^{12}C. Mais les protons de 10 MeV et au-dessous qui résultent de la réaction $^{13}C(^{3}He, p)\,^{15}N$ ne perdent qu'une faible partie de leur énergie. Les α_0 sont ainsi bien séparés dans un sélecteur d'amplitude.

(*) Institut d'Études Nucléaires, Université d'Alger.

Résultats expérimentaux. — *a*) Courbes d'excitation. — Elle a été étudiée pour un angle de 166°15′ dans le système du centre de masse. Les erreurs représentées sur la figure 1 sont celles dues à la statistique du comptage. Il n'y a pas de résonance entre 1 et 2 MeV.

b) Distribution angulaire des α_0. — Elle a été mesurée pour une énergie de 1,8 MeV des ions ^{3}He

incidents. Les erreurs portées sur la figure 2 sont également celles dues à la statistique du comptage, qui est meilleure vers l'arrière grace à une cible plus riche en ^{13}C, mais dont le support était trop épais pour que les α_0 le traversent.

Il n'y a pas de symétrie par rapport à 90°. Le rendement est important vers l'avant. Il y a un minimum prononcé à 60° suivi d'une remontée, d'un palier vers 120° et d'une forte remontée vers l'arrière.

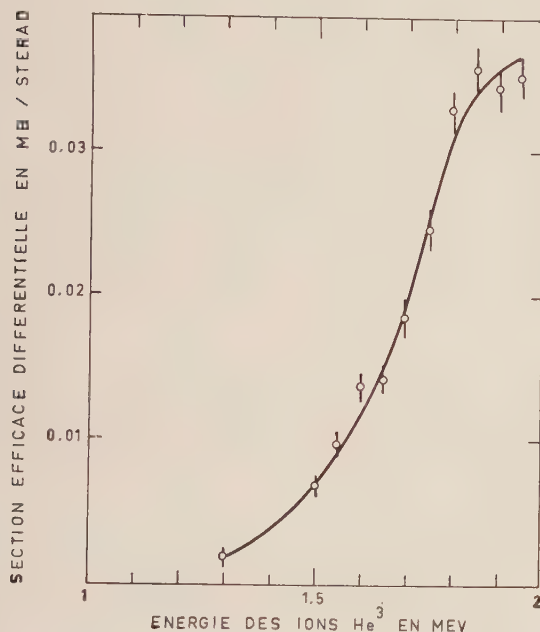


FIG. 1. — Courbe d'excitation de la réaction ^{13}C (^{3}He, α) ^{12}C a 166°15′ (système du centre de masse).

renoncer à une explication de cette réaction par formation de noyau composé. Holmgren a tenté sans succès d'interpréter la réaction comme un phénomène de « pick-up » [1]. Il ne peut pas notamment, expliquer le rendement élevé vers l'arrière.

Owen et al. [2], plus récemment, ont essayé de

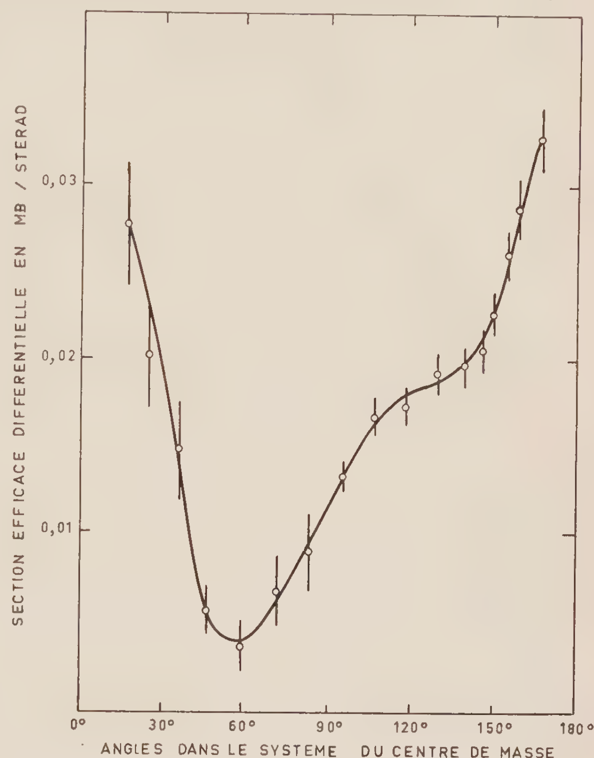


FIG. 2. — Distribution angulaire de la réaction $^{13}C(^{3}He, \alpha_0)$ ^{12}C a 1,8 MeV.

Discussion. — La forme de la distribution angulaire trouvée à 1,8 MeV ressemble à celle trouvée à 2 MeV par Holmgren et al. [1]. Le fait que la distribution angulaire change peu avec l'énergie, fait pour lequel Holmgren avait des indices et que confirme d'une part la forme très voisine de la distribution angulaire trouvée à 1,8 et 2 MeV et d'autre part la variation lente et continue de la section efficace à 165°, semble indiquer qu'il faut rendre compte du phénomène en faisant intervenir deux voies possibles pour la réaction : le « pick-up » et le stripping de particules α où l'ion ^{3}He est capturé entièrement par le noyau ^{13}C alors qu'une particule α préexistante à l'intérieur du noyau, est éjectée. L'accord entre calculs et résultats expérimentaux semble bon, mais paraît très sensible au choix de certains paramètres de calcul. Notons qu'il n'a pas été tenu compte des effets coulombiens.

BIBLIOGRAPHIE

[1] HOLMGREN, GEER, JOHNSTON et WOLICKI, *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 100 et 102.

[2] OWEN, MADANSKI et STEVE EDWARDS, *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 1575.

COURBES D'EXCITATION DE CERTAINS RAYONNEMENTS γ DANS LA RÉACTION $^{12}C(d, p)$ ^{13}C

Par S. GORODETZKY, A. GALLMANN, P. FINTZ et J. SAMUEL,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Les intensités des rayonnements γ de désexcitation des trois premiers niveaux excités de ^{13}C vers le niveau fondamental ont été mesurées dans la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ entre $E_d = 1,2$ et 4,3 MeV. On en a déduit les courbes d'excitation des groupes de protons p_1, p_2 et p_3 correspondants. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux intensités relatives calculées à l'aide des facteurs de pénétrabilité pour différentes valeurs du moment orbital des protons dans la réaction $^{13}C + p$, ce qui a permis de donner des précisions sur les spins et parités des niveaux de 11,76 ; 12,41 ; 12,61 et 12,94 MeV de ^{14}N.

Abstract. — Intensities of de-excitation gamma rays to the ground state from the first three levels of ^{13}C, in the reaction $^{12}C(d, p)$ ^{13}C, were measured between E_d = 1.2 and 4.3 MeV. Excitation curves of the corresponding proton groups p_1, p_2 and p_3 were deduced. The experimental results have been compared with the relative intensities calculated from the penetrability factors for different values of the orbital angular momentum of the protons in the reaction $^{13}C + p$. This has made it possible to obtain information about the spins and parities of levels at 11.76; 12.41; 12.61 and 12.94 MeV in ^{14}N.

I. **Introduction.** — Dans le but d'étudier les propriétés des niveaux fortement excités de ^{14}N, nous avons entrepris la mesure des courbes d'excitation de certains rayonnements γ issus de la réaction $^{12}C(d, p)$ ^{13}C. Les résultats que nous présentons sont ceux d'une phase préliminaire de notre travail.

A l'aide de l'accélérateur Van de Graaff de 5,5 MeV du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, nous avons mesuré nos courbes en détectant les rayonnements γ dans l'axe du faisceau [$\theta_\gamma = 0°$], dans la plage : $1,2 \leqslant E_d \leqslant 4,3$ MeV, ce qui nous a permis de retrouver plusieurs résonances connues.

La cible de carbone, couche mince d'aquadag sur support de tantale de 1/10 de mm, avait une épaisseur d'environ 50 keV pour des deutérons de 2 MeV.

Les rayonnements γ du ^{13}C ont été mesurés à l'aide d'un spectromètre γ à trois cristaux de NaI(Tl). Le cristal central était de forme parallélépipédique. Il était placé à la suite d'un collimateur en plomb qui empêchait que les cristaux latéraux soient vus directement de la cible et des diaphragmes du faisceau de deutérons. Le pouvoir de résolution de l'appareil était de 7,5 % à 2,07 MeV.

Les spectres ont été mesurés de 50 en 50 keV en général et, sur les résonances, de 30 en 30 keV. L'ensemble des spectres des trois rayonnements γ considérés : 3,09 ; 3,68 ; 3,85 MeV (correspondant aux trois premiers niveaux excités de ^{13}C) a été enregistré simultanément, pour chaque énergie de bombardement, sur un analyseur d'impulsions à 200 canaux. La séparation des pics de paires de 2,66 et 2,83 MeV est imparfaite : nous avons alors décomposé la courbe expérimentale en deux courbes de Gauss, de manière que leur somme soit équivalente au spectre mesuré. Les erreurs sur les intensités obtenues à l'aide de cette méthode sont élevées et atteignent 20 % dans les cas les plus défavorables.

Pour déduire des courbes d'excitation en γ celles en protons, il faut, pour les groupes P_2 et P_3, tenir compte du rapport d'embranchement des rayons γ issus du niveau de 3,85 MeV : 76 % vont au niveau fondamental et 24 % au niveau de 3,68 MeV.

II. **Résultats et discussion.** — Dans le tableau nous indiquons les résonances précédemment rapportées [1] et celles que nous avons observées. Notre travail permet de mieux préciser les détails des résonances en jeu, mais il est évident que notre façon de procéder nous interdit de voir le niveau fondamental.

Nous avons essayé d'utiliser nos résultats pour préciser les spins et parités des niveaux fortement excités de ^{14}N atteints dans ces réactions. Pour celà nous avons calculé les facteurs de pénétrabilité des protons de la réaction $^{13}C + p$, à l'aide de la formule et des graphiques de Gove [2]. Nous avons fait le calcul en supposant identiques les largeurs réduites des différentes voies pour un même niveau excité de ^{14}N. Les courbes donnant l'énergie du proton dans le système du laboratoire, nous avons dû nous contenter de donner des limites aux valeurs calculées des facteurs de pénétrabilité ; en effet, la détection des rayonnements γ revient à prendre en considération l'ensemble des protons émis de 0 à 180°. Connaissant ces valeurs limites de l'énergie des protons, on a immédiatement les facteurs de pénétrabilité correspondants.

A chaque résonance on fait alors le rapport de

ces facteurs pour les niveaux excités de ^{13}C pris deux à deux et celui des intensités des groupes de protons correspondants. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux ainsi obtenus donne des renseignements sur les spins et les parités des niveaux excités de ^{14}N. Nos résultats ne sont jamais en contradiction avec les valeurs publiées [1], [3], ce qui justifie partiellement notre hypothèse de départ.

En étudiant directement, par exemple à l'aide d'un spectromètre magnétique, les protons de la réaction et leurs distributions angulaires aux résonances, on obtiendrait des renseignements plus précis sur les spins, parités et largeurs réduites des niveaux fortement excités de ^{14}N.

L'un de nous (A. G.) voudrait remercier le Brookhaven National Laboratory qui l'avait accueilli au cours de l'année 1958-1959, où une partie de ce travail avait été commencée.

Résonances dans ^{12}C + d.

E_d (MeV)	Particules sortantes: Connues		Particules sortantes: Résultats du présent travail			Niveaux de ^{14}N	J^{π}: Connus (a)	J^{π}: Connus (b)	J^{π}: Résultats du présent travail		
0,335	P					10,57					
0,94	P_0					11,07	1+	1+			
1,13	P_0					11,23					
1,16	P_0					11,26	2—	2—			
1,30	P_0		P_1			11,38	3+	1+			
1,435	P_0	P_1	P_1			11,50	3+	3+			
1,62	P		P_1			11,66					
1,73	P		P_1	P_2		11,76		1+	0+	1+	
2,30	P		P_1	P_2	P_3						
2,50	P_0	P_1	P_1	P_2	P_3	12,41	4—		2+	3±	4—
2,62	P_0	P_1	P_1	P_2		12,51					
2,735	P_0	P_1	P_1	P_2	P_3	12,61	3+		1—	2±	3+
2,81			P_1	P_2		12,67					
2,954						12,80					
2,986	P		P_1			12,82					
3,123	P		P_1	P_2	P_3	12,94			2+	3±	4—
3,39	P					13,17	0— 1—				
4,00	P			P_2	P_3	13,70	3				
4,61	P					14,22					
4,80	P					14,40					
5,34	P					14,84					
5,63	P					15,10					

BIBLIOGRAPHIE

[1] et [a] Ajzenberg-Selove (F.) and Lauritsen (T.), *Nucl. Physics*, 1959, **11**, 1.

[2] Gove (H. E.), « Resonance Reactions, Experimental », p. 259. Nuclear Reactions (Endt-Demeur) North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1959).

[3] Kashy (E.), Perry (R. R.) and Risser (J. R.), *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 1289.

SUR LES COURBES D'EXCITATION EN RAYONNEMENT γ ET EN PAIRES DE CONVERSION INTERNE DE $^{19}F(p, \alpha)$ ^{16}O, $^{40}Ca(p, p')$ ^{40}Ca ET MESURE D'INTENSITÉ RELATIVE EN PAIRES EXTERNES DANS LA RÉACTION $^{16}O(d, p)$ ^{17}O

Par S. GORODETZKY, G. SUTTER, F. SCHEIBLING, P. CHEVALLIER et R. ARMBRUSTER,

Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — L'étude des courbes d'excitation en paires de conversion interne et en rayonnement gamma de la réaction $^{19}F(p, \alpha)$ ^{16}O a permis de déterminer la région d'énergie de bombardement de protons la plus favorable en ce qui concerne la production de paires monopolaires du niveau de 6,06 MeV de ^{16}O avec le minimum de paires non monopolaires parasites provenant de niveaux voisins.

Abstract. — The measurement of excitation curves of internal conversion pairs and gamma rays coming from the reaction $^{19}F(p, \alpha)$ ^{16}O has enabled us to determine the most favourable region of proton bombardment energy as regards the production of monopolar pairs with a minimum competition from interfering non-monopolar pairs coming from neighbouring levels.

Nous avons entrepris à l'aide du Van de Graaff de 5,5 MeV du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, d'étudier le rendement en paires monopolaires et en paires d'ordre de multipolarité différente des réactions $^{40}Ca(p, p')$ ^{40}Ca et $^{19}F(p, \alpha)$ ^{16}O. A cet effet, nous avons mesuré les courbes d'excitation de ces deux réactions en rayonnement γ et en paires internes. Les paires internes ont été détectées simultanèment sous deux angles différents. Le rapport des paires émises sous ces deux angles dépend fortement de leur multipolarité. Nous avons ainsi deux critères pour mettre en évidence la présence de paires monopolaires ; l'absence de rayonnement γ et le rapport des paires à $\theta = 25^o$ et à $\theta = 65^o$.

La courbe d'excitation du calcium en paires a été tracée à l'aide de la réaction $^{40}Ca(p, p')$ ^{40}Ca avec une cible épaisse de calcium naturel [1]. A l'énergie des protons $E_p = 4{,}8$ MeV le nombre des paires émises à 65° était de 300 pour la géométrie utilisée ($\Omega_e - = \Omega_e + = 4 . 10^{-3}$) et pour un faisceau de 100 microcoulombs. Ce nombre est trop petit pour envisager une mesure précise de la corrélation des π monopolaires aux petits angles, une cible mince devant être utilisée pour une telle expérience où l'influence de l'épaisseur de la cible sur la corrélation est importante.

La courbe d'excitation des paires dans l'oxygène a été obtenue par la réaction $^{19}F(p, \alpha)$ ^{16}O avec une cible de CaF_2 de 4 keV d'épaisseur pour des protons de 1 MeV [1]. La courbe relative aux rayonnements γ est obtenue avec une discrimination de 3,5 MeV et correspond ainsi aux rayonnements 6,13 MeV, 6,92 MeV et 7,12 MeV [1]. L'analyse des courbes d'excitation en γ et en π monopolaires nous a montré qu'il serait possible d'étudier la corrélation angulaire aux petits angles (entre 0° et 15°) des π monopolaires en bombardant une cible mince de CaF_2 avec des protons de 1 830 keV. Pour cette énergie la perturbation de la corrélation provenant de paires internes non monopolaires serait minimum.

Pour faire les mesures précédentes nous avons réalisé un dispositif à 3 compteurs en coïncidences simultanées détectant indifféremment les électrons positifs et négatifs. Les détecteurs étaient des plastiques minces NE 102 (Nuclear Enterprises) de 2 mm d'épaisseur. Ceux-ci ont été fixés sur un plateau perpendiculaire au faisceau incident et centré sur la cible. Les compteurs enregistraient les électrons positifs et négatifs formant entre eux un angle de 25° et de 65°. La chambre de cible en aluminium présentait deux fenêtres rectangulaires fermées par une feuille de Mylar de $25 . 10^{-3}$ mm d'épaisseur. La dimension de chaque fenêtre était de 2×10 cm soit 20 cm² de surface utile.

Après ces premières mesures nous avons également déterminé l'intensité relative de rayonnement γ provenant de la réaction $^{16}O(d, p)$ ^{17}O à l'aide d'un spectromètre à paires externes classique à trois cristaux de NaI.

La cible était formé par une feuille de tantale oxydée de 1/10 mm. L'épaisseur d'oxyde représentait quelque 100 keV. L'intensité relative des paires externes pour les transitions : 3,84 MeV allant au fondamental et (3,06 — 0,87) a été déterminée pour une énergie de deutons incidents de 4 MeV. Le résultat est le suivant :

$$\frac{\text{intensité du rayonnement } 3{,}84}{\text{intensité du rayonnement } (3{,}06-0{,}87)} = 1{,}5.$$

Compte tenu de ces résultats nous avons commencé les mesures des corrélations des paires internes issue de ces deux niveaux. Ces mesures de corrélations sont effectuées à l'aide de la cloche à vide (1 m³ de volume) déjà utilisée pour l'étude d'autres corrélations angulaires de paires internes et du spectromètre à paires internes, avec sommation des énergies des e^+ et des e^- [2], [3].

BIBLIOGRAPHIE

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 8 février 1960, **250**, 1028.
[2] *Thèse* ARMBRUSTER, C. R. N., Strasbourg.
[3] *Thèse* CHEVALLIER, C. R. N., Strasbourg.

LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES IMPORTANTES EN ASTROPHYSIQUE

Par E. SCHATZMAN,
Institut d'Astrophysique, Paris.

Résumé. — On examiné les réactions nucléaires importantes pour la compréhension de la production d'énergie et de la composition chimique des étoiles. Nous donnons les énergies dans le système du centre de gravité. (*a*) Les réactions des étoiles de la séquence principale ont lieu vers quelques keV ; (*b*) les réactions avec les particules α dans les géantes ont lieu vers 80 keV ; (*c*) les réactions du carbone, $^{12}C\,(^{12}C, p)\,^{23}Na$ et $^{12}C\,(^{12}C, \alpha)\,^{20}Ne$ peuvent être importantes à des températures un peu plus élevées, le domaine important d'énergie étant situé vers 1,5 MeV. Ces réactions sont importantes aussi bien en ce qui concerne la production d'énergie que le changement de composition chimique des étoiles. Certaines particularités de composition obligent à faire l'hypothèse de réactions de surface, vers 6 — 20 MeV, conduisant par réactions du type (p, n), (p, pn), (p, 2n) à la formation de neutrons, puis, par des réactions du type (n, p), (n, γ), (n, 2n) à la formation d'abondances singulières d'élements lourds. Un grand nombre de sections efficaces sont seulement estimées ou extrapolées depuis des énergies beaucoup plus élevées. On attire l'attention sur l'intérêt que présente pour l'Astrophysique la mesure de ces sections efficaces.

Abstract. — The nuclear reactions which are important for the understanding of the energy production rate and the chemical composition of the stars are considered. In the center of gravity system : (*a*) The reactions in the main sequence stars occur mainly around a few keV ; (*b*) the reactions of alpha particles in giant stars occur mainly around 80 keV ; (*c*) the reactions of carbon, $^{12}C(^{12}C, p)\,^{23}Na$ and $^{12}C(^{12}C, \alpha)\,^{20}Ne$ can be important at temperatures somewhat higher, the important range being around 1,5 MeV. All these reactions are important either for energy production or the change in chemical composition of the stars. Some pecularities in chemical composition oblige astrophysicists to consider surface nuclear reactions in the range 6 — 20 MeV, leading through reactions (p, n), (p, pn) and (p, 2n) to the formation of neutrons and, by neutron capture (n, p), (n, γ), (n, 2n) to the production of heavy elements.

Many of the cross-sections are only estimated, or extrapolated from much higher energies. The author draws attention to the interest for astrophysics of the measurement of these cross-sections.

Des réactions nucléaires extrêmement variées se déroulent dans les astres, ou à leur surface. On peut considérer que l'existence de certaines de ces réactions est prouvée, d'autres au contraire paraissent seulement vraisemblables. Au total, on fait appel de plus en plus souvent à des phénomènes nucléaires pour expliquer toute une variété de particularités que présentent les étoiles. Naturellement, la connaissance précise des sections efficaces est essentielle, mais on doit bien constater que dans leur immense majorité ces sections efficaces ont été seulement évaluées par le calcul et qu'ainsi les expérimentateurs ont encore un travail considérable à effectuer dans le domaine des basses et des moyennes énergies.

Réactions thermonucléaires. — Ces réactions se produisent dans les étoiles à des températures comprises entre 10^7 degrés (dans le Soleil) et 2.10^8 degrés (certaines étoiles géantes). L'énergie cinétique moyenne des particules est ainsi comprise entre 1 keV et 20 keV. Toutefois l'énergie à laquelle se produisent la majorité des réactions est sensiblement plus élevée. Dans le calcul du nombre de réactions se combinent la distribution Maxwellienne des vitesses et le facteur de pénétration de la barrière de potentiel, pour donner un terme :

$$\exp\left\{-\frac{W}{kT}-\frac{4\pi^2 e^2 Z_1 Z_2}{h\sqrt{2W/M}}\right\}.$$

Si l'on exprime W en keV, on peut écrire :

$$\exp\left\{-\frac{1.16.107\ W_{\mathrm{keV}}}{\mathrm{T}}-31.281\ Z_1 Z_2 A^{1/2}\ W_{\mathrm{keV}}^{-1/2}\right\}.$$

L'exponentielle atteint son maximum pour :

$$W_{\mathrm{keV}} = 5.664\ (Z_1 Z_2)^{2/3}\ A^{1/3}\ (T/10^7)^{2/3}.$$

Nous nous servirons de cette expression pour évaluer ce qu'on peut appeler l'énergie efficace des réactions thermonucléaires.

Dans le cas de résonances, c'est naturellement l'énergie de résonance qui est importante. Pour qu'une réaction de résonance joue un rôle notable, il faut d'une part que sa section de choc soit assez grande, d'autre part que l'énergie de résonance ne soit pas située trop loin dans la queue de la distribution de Maxwell, et, par conséquent, ne dépasse pas quelques kT.

Les cycles classiques. — Le cycle de départ est bien connu : il s'agit des réactions :



$$^1H(p, \beta^+\nu)\,^2D(p, \gamma)\,^3He(^3He, 2p)\,^4He \qquad Q = 26{,}2\ \mathrm{MeV},$$

au cours desquelles 2 % de l'énergie totale disponible est perdue par les neutri.

La réaction $^1H(p, \beta^+\nu)\,^2D$ a une très faible section de choc et celle-ci n'est connue que par la théorie.

On trouve $\sigma = 10^{-23}$ barns à 1 MeV dans le sys-

tème du laboratoire. On admet donc la valeur donnée par Salpeter (1952*a*), corrigée par Burbidge, Burbidge Fowler et Hoyle (1957) (notés B^2FH dans ce qui suit) :

$$\sigma = 28{,}5(1 + 0{,}008\, W).(10^{-23}/W) \exp\{-22{,}12\, W^{-1/2}\}.$$

Le cycle, au lieu de se terminer par des réactions entre noyaux ^3He peut se fermer par des réactions avec l'hélium :


$$^3He(\alpha, \gamma)\, ^7Be(e^-, \nu)\, ^7Li(p, \alpha)\, ^4He$$

$$\bar{Q} = 25{,}6 \text{ MeV } (4\ \% \text{ de pertes}),$$

avec une possibilité de branchement


$$^7Be(p, \gamma)\, ^8B(\beta^+ \nu)\, ^8Be^*\, (\alpha)\, ^4He,$$

$$\bar{Q} = 19{,}1 \text{ MeV } (29\ \% \text{ de pertes}).$$

L'importance de ces réactions a été soulignée par Fowler (1958). La première, $^3He(\alpha, \gamma)\, ^7Be$, a été étudiée par Holmgren et Johnston (1958) dans l'intervalle d'énergie 0,47 à 1,32 MeV (système du laboratoire). La réaction est importante pour l'Astrophysique aux environs de 20 keV : l'extrapolation de la section de choc est donc importante ; elle est faite sur la base de la formule :
(1,5 keV Barn) (système du centre de gravité)

$$= \sigma E_1 \exp\,(7.92\, E_1^{-1/2})$$

où E_1 est en MeV dans le système du laboratoire. Cette section de choc doit être comparée à la valeur relative à la réaction

$$^3He(^3He, 2p)\, ^4He,\ S_0 = 1\ 500 \text{ keV.barns}.$$

La réaction sur l'hélium ne peut l'emporter que lorsque l'abondance de ^4He est suffisante.

Parmi les réactions dont la section de choc est mal connue, il faut signaler :


$$^7Be(p, \gamma)\, ^8B.$$

Le cycle du carbone est le plus classique :


$$^{12}C + {}^1H \to {}^{13}N + \gamma$$


$$^{13}N \to {}^{13}C + eD + \nu$$

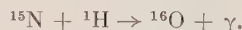

$$^{13}C + {}^1H \to {}^{14}N + \gamma$$


$$^{14}N + {}^1H \to {}^{15}O + \gamma$$


$$^{15}O \to {}^{15}N + e^+ + \nu$$


$$^{15}N + {}^1H \to {}^{12}C + {}^4He,$$

avec le branchement


$$^{15}N + {}^1H \to {}^{16}O + \gamma.$$

Ces sections de choc ont été étudiées par Fowler (1954) au Kellog Radiation Laboratory, et de nouvelles mesures ont été faites par Lamb et Hester dans le domaine 100 keV au Livermore Radiation Laboratory.

La question s'est posée de savoir laquelle des deux réactions


$$^{12}C(p, \gamma)\, ^{13}N \quad \text{et} \quad ^{14}N(p, \gamma)\, ^{15}O,$$

était la plus lente. S'il n'y a pas de niveau de résonance aux basses énergies, la réaction $^{14}N(p, \gamma)\, ^{15}O$ est la plus lente. Il est donc important de décider si ^{15}O a un niveau d'excitation dans le domaine 7,37 ± 0,03 MeV. B^2FH (1957) discutent en détail cette question.

Un niveau de résonance est observé à 278 keV, et correspond à un niveau d'excitation à 7,61 MeV.

La question paraît actuellement réglée par la négative.

Les réactions de l'hélium. — Au cours de l'évolution des étoiles, la température des régions centrales peut s'élever suffisamment pour que les réactions entre particules alpha deviennent possibles :


$$^4He + {}^4He \rightleftarrows {}^8Be$$


$$^8Be + {}^4He \to {}^{12}C^* \to {}^{12}C + \gamma.$$

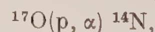
Ces réactions se produisent vers 10^8 degrés, à des énergies voisines de 80 keV. Hoyle a prévu l'existence d'une résonance dans la deuxième de ces réactions, correspondant à un état excité de ^{12}C à 7,70 MeV. L'expérience a montré que le niveau de résonance se trouvait à 7,653 ± 0,008 MeV (Références dans B^2FH).

A des températures à peine plus élevées (2.10^8 degrés), les réactions de capture de ^4He deviennent importantes et conduisent à l'édification de l'oxygène et du néon.

On notera une preuve de la formation des atomes de carbone. Dans des étoiles ayant la composition du soleil, l'oxygène est plus abondant que le carbone, et, à basse température l'équilibre $C + O \rightleftarrows CO$ est déplacé vers la droite, le carbone n'apparaît pas dans le spectre. Dans les étoiles froides, de type *R* et *N*, au contraire, à la suite de la formation de carbone, l'oxygène est entièrement combiné au carbone, et il reste du carbone libre qui apparaît dans le spectre sous la forme de C_2 et de CN ; les oxydes métalliques n'apparaissent pas dans le spectre.

Autres réactions avec l'hydrogène. — On est là dans un domaine de sections de choc médiocrement connues. Cependant, ces réactions ont une importance considérable, car elles permettent d'expliquer les abondances singulières d'éléments observés dans certaines étoiles. Les réactions sur l'oxygène :


$$^{16}O(p, \gamma)\, ^{17}F(\beta^+, \nu)\, ^{17}O$$


$$^{17}O(p, \alpha)\, ^{14}N,$$

conduisent à la formation d'azote qui rejoint le cycle du carbone.

Ces réactions se produisent probablement dans la région de combustion de l'hydrogène, dans les géantes, à une température de l'ordre de 40.10^6 degrés. Les énergies impliquées sont de l'ordre de 50 keV.

Beaucoup plus importantes sont les réactions avec le néon commençant à $^{20}Ne(p, \gamma)\,^{21}Na$. L'étude des niveaux de ^{21}Na a fait l'objet des travaux expérimentaux de Marion, Slattery et Chapman (1956), utilisant la réaction $^{20}Ne(d, p)\,^{21}Na$. On a trouvé un niveau de résonance à

$$^{20}Ne + p + 26 \pm 8 \text{ keV}$$

dont la largeur a pu seulement être estimée à 0,06 eV (Marion et Fowler, 1957).

La section de choc, loin de la résonance est :

$$S = 1{,}3(E - E_r)^{-2} \times 10^{14} \text{ eV barns}$$

pour $(E - E_r)$ en eV.

Les taux de réactions

$$^{21}Ne(p, \gamma)\,^{22}Na$$
$$^{22}Ne(p, \gamma)\,^{23}Na,$$

sont déduits presque entièrement d'estimations (Marion et Fowler, 1957). Le cycle se termine par :

$$^{23}Na(p, \alpha)\,^{20}Ne,$$

dont la section de choc est également estimée.

Formation de neutrons. — Les réactions exothermiques suivantes de formation des neutrons ont été proposées :

$$^{13}C(\alpha, n)\quad ^{16}O + 2{,}20 \text{ MeV}$$
$$^{17}O(\alpha, n)\quad ^{20}Ne + 0{,}60 \text{ MeV}$$
$$^{21}Ne(\alpha, n)\quad ^{24}Mg + 2{,}58 \text{ MeV}$$
$$^{25}Mg(\alpha, n)\quad ^{28}Si + 2{,}57 \text{ MeV}.$$

Le carbone ^{13}C est trop peu abondant pour qu'une quantité notable de neutrons soit formée. De plus, si l'on s'intéresse à l'effet des neutrons, l'azote ^{14}N présent dans la région du cycle du carbone agit comme un absorbant de neutrons par la réaction $^{14}N(n, p)\,^{14}C$.

L'oxygène ^{17}O est peu abondant, et ^{25}Mg n'est pas produit. La réaction $^{21}Ne(\alpha, n)\,^{24}Mg$ est donc la plus importante du point de vue de la formation des neutrons. Sa section de choc est *estimée* à

$$\sigma = \frac{1.6\ 10^{13} \text{ keV barns}}{W_{\text{keV}}} \exp\left\{-\frac{360}{W_{\text{keV}}^{1/2}}\right\},$$

et le domaine important du point de vue Astrophysique est $W = 66$ keV. Ce mécanisme de formation de neutrons est admissible (B^2HF) si les conditions suivantes sont remplies :

(1) La formation de ^{21}Ne a eu lieu avant épuisement de ^{1}H ;

(2) ^{14}N est détruit par la réaction $^{14}N(\alpha, \gamma)\,^{18}F$ avant le commencement de la réaction

$$^{21}Ne(\alpha, n)\,^{24}Mg$$

qui fournit les neutrons.

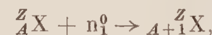
(3) ^{21}Ne est brûlé par $^{21}Ne(\alpha, n)\,^{24}Mg$ avant épuisement de l'hélium.

En l'absence de valeurs exactes des sections de choc, on ne peut dire avec certitude si ces conditions sont satisfaites. Il apparaît toutefois qu'à moins d'une abondance très faible ou nulle de (C, N), la condition (1) ne peut être satisfaite. Seule la rencontre à haute température de matière provenant du noyau stellaire (C, O, Ne) et d'hydrogène provenant de l'enveloppe peut permettre la formation de ^{21}Ne en quantité suffisante pour la formation de neutrons.

Le problème devra être abordé sous deux angles différents, (1) détermination exacte, à partir des données de la physique nucléaire, des conditions de formation de neutrons, (2) étude de modèles stellaires permettant la réalisation de ces conditions.

Capture des neutrons. — L'observation d'abondances singulières à la surface de certaines géantes rouges (notamment le technecium dans les étoiles *S*) implique la formation d'éléments par capture de neutrons thermiques.

Les étoiles pourraient alors comporter une zone convective profonde s'étendant depuis la surface jusqu'à une zone centrale chaude. Les courants de convection pourraient alors transporter jusqu'à la surface les éléments produits à l'intérieur par capture de neutrons. Nul doute qu'une certaine quantité de spéculation est nécessaire à l'heure actuelle pour combiner l'observation d'abondances singulières avec les mécanismes imaginés pour décrire la formation de ces éléments. Si la suite de réactions



$${}^{Z}_{A}X + n^0_1 \rightarrow {}^{\;\;Z}_{A+1}X,$$

conduit à un régime stationnaire, les éléments les plus abondants sont ceux qui ont la plus petite section de choc : essentiellement les noyaux avec 50, 82 et 126 neutrons :

$$^{88}Sr\ ^{89}Y\ ^{90}Zr,\ ^{138}Ba,\ ^{139}La,\ ^{140}Ce,\ ^{141}Pr,\ ^{142}Ne,$$
$$\text{et } ^{200}Pb,\ ^{209}Bi.$$

(Cameron, 1955) ; (Fowler, Burbidge, Burbidge, 1955). Ceci paraît bien correspondre aux observations astronomiques d'étoiles à Zirconium (Zr O), à Baryum, Lanthane, Praséodyme, Cerium (ζ Capricorne). Le Technecium ^{99}Tc serait produit au cours des réactions

$$^{98}Mo(n, \gamma)\,.\,^{99}Mo$$
$$^{99}Mo(\beta, \nu)\,^{99}Tc.$$

Réactions thermonucléaires du carbone. — Cameron (1959), a considéré les réactions

$$^{12}C(^{12}C, p)\,^{23}Na,\quad ^{12}C(^{12}C, \alpha)\,^{20}Ne,$$

comme une source possible d'énergie des étoiles après épuisement des ressources en hélium. Les protons et particules α produites permettent la formation de ^{13}C et de neutrons en quantité suffi-

sante pour la formation des éléments lourds. La destruction du carbone se produit à partir de 450.10^6 degrés, ce qui correspond à une énergie, dans le système du centre de gravité, de l'ordre de 1,5 MeV. L'ensemble des réactions est très compliqué et a fait l'objet d'un calcul numérique important. La présence d'une petite quantité initiale d'éléments moyens (au voisinage du fer), conduit à la formation d'une abondance d'éléments lourds dans une proportion 1 000 fois supérieure à l'abondance normale. Il est possible que ces réactions permettent d'éviter les difficultés que rencontre la théorie du néon.

Autres processus de formation de neutrons. — L'observation dans le spectre d'étoiles A et F particulières d'abondances exceptionnellement élevées en lanthane, cerium, etc..., pose un problème difficile, car ces étoiles, du point de vue de la structure interne sont normales, et ne peuvent être le siège des réactions évoquées plus haut.

Burbidge, Burbidge et Fowler (1958) ont suggéré de faire appel à des réactions à la surface de ces étoiles, au cours de phénomènes imitant, à une plus grande échelle, les éruptions solaires.

Si au cours de phénomènes un peu analogues au Pinch, des protons sont accélérés jusqu'à quelques MeV des réactions d'échange du type



$^{13}C(p, n)\ ^{13}N.$

peuvent avoir lieu.

Les bilans d'énergie pour les réactions qui paraissent importantes sont les suivantes :



$^{13}C(p, n)\ ^{13}N$ — 3 MeV



$^{15}N(p, n)\ ^{15}O$ — 3,5 MeV



$^{14}N(p, n)\ ^{14}O$ — 6 MeV



$^{12}C(p, n)\ ^{12}N$ — 18 MeV.

Il semble d'après Fowler, Burbidge et Burbidge (1955*b*), (1958), que ce mécanisme fournisse assez de neutrons pour expliquer la formation des terres rares. On aurait, en premier lieu, formation de deutérium par capture de neutrons, par la réaction $^1H(n, \gamma)\ ^2D$. Le deutérium ainsi fourni pourrait réagir ultérieurement, avec des protons de moindre énergie ($W < 6$MeV), pour donner des neutrons suivant la réaction $^1H(d, n)\ 2^1H$. La formation d'éléments lourds se ferait alors essentiellement par des réactions (n, γ), le deutérium étant détruit trop vite pour que des réactions (d, p) puissent jouer un rôle.

Le cas particulier du chrome et du manganèse a conduit G. R. Burbidge et E. M. Burbidge (1958), à étudier les réactions (n, p) et (n, 2n) se produisant sur le fer et les éléments voisins du fer.

Au total, une fraction de quelques pour cent serait transformée en Cr et Mn.

Ces réactions se produiraient à partir de neutrons d'énergie assez élevée (supérieure à 6 MeV). La difficulté de trouver des réactions produisant des neutrons de si grande énergie a conduit Burbidge et Burbidge à étudier les réactions (p, pn) (p, 2n), pour lesquelles il suffit d'avoir des protons d'environ 20 MeV. Elles ont l'avantage de fournir en même temps les neutrons nécessaires à la formation d'éléments plus lourds.

L'abondance des éléments. — On trouvera dans B^2FH une étude détaillée des *processus rapides*, par irradiation par neutrons. Ces processus jouent probablement un rôle important dans l'explosion des Supernovae. Nous y renvoyons le lecteur.

Conclusion. — Un grand nombre de réactions, nucléaires sont importantes pour l'Astrophysique soit qu'elles contribuent à la production d'énergie des étoiles, soit qu'elles interviennent dans les changements de composition chimique des étoiles. Elles se situent presque toutes dans le domaine des basses énergies, et leur étude exige une extrapolation des quantités mesurées. Les résultats de ces études seraient d'une grande importance pour l'Astrophysique.

BIBLIOGRAPHIE

Burbidge (E. M.), Burbidge (G. R.), Fowler (W. A). et Hoyle (F.) (1), *Rev. Mod. Physics*, 1957, **29**, 547.
Burbidge (E. M.), Burbidge (G. R.) et Fowler (W. A.), *I. A. U. Symposium N° 6*, Cambridge University Press, 1958, 222.
Burbidge (G. R.) et Burbidge (E. M.), *Astrophys. J.*, 1958, **127**, 557.
Cameron (A. G. W.), *Astrophys. J.*, 1955, **121**, 144.
Cameron (A. G. W.), *Astrophys. J.*, 1959, **130**, 895.
Fowler (W. A.), *Mém. Soc. Roy. Sc. Liège*, 1954, **14**, 88.
Fowler (W. A.), Burbidge (G. R.) et Burbidge (E. M.), *Astrophys. J.*, 1955*a*, **122**, 271.
Fowler (W. A.), Burbidge (G. R.) et Burbidge (E. M.), *Astrophys. J. Suppl.*, 1955, **2**, 167.
Fowler (W. A.), *Astrophys. J.*, 1958, **127**, 551.
Holmgren (H. D.) et Johnston (R. L.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, II, **3**, 26.
Marion (J. B.), Slattery (J. C.) et Chapman (R. A.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 676.
Marion (J. B.) et Fowler (W. A.), *Astrophys. J.*, 1957, **125**, 221.

(1) Noté B^2FH dans le texte.

DIFFUSION ÉLASTIQUE DE PROTONS POLARISÉS DE 10 MeV PAR ^{3}He

Par L. ROSEN [1],
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.
et J. E. BROLLEY, Jr.,
Los Alamos Scientific Laboratory, U. S. A.

Résumé. — Nous avons mesuré la distribution angulaire de l'asymétrie droite-gauche dans la diffusion élastique quand les protons polarisés de 10 MeV frappent les noyaux de ^{3}He. On observe des asymétries importantes d'où l'on déduit que la diffusion élastique de protons non polarisés de 10 MeV par ^{3}He donnerait des polarisations de protons pouvant atteindre 30 %.

Abstract. — A fully polarized beam of 10-MeV protons is elastically scattered by ^{3}He and the angular dependence of the left-right asymmetry is determined. Strong polarization effects for the ,, back-scattered '' protons suggest the possibility of performing a spin-spin correlation experiment by measuring the corresponding ^{3}He polarization.

De nombreuses expériences ont maintenant établi que toutes les interactions entre protons d'énergie moyenne et noyaux complexes témoignent d'une forte contribution des forces spin-orbite ; il est d'égale importance de savoir si l'on doit englober les forces non centrales dans l'hamiltonien d'interaction qui décrit la diffusion des nucléons par les noyaux très légers.

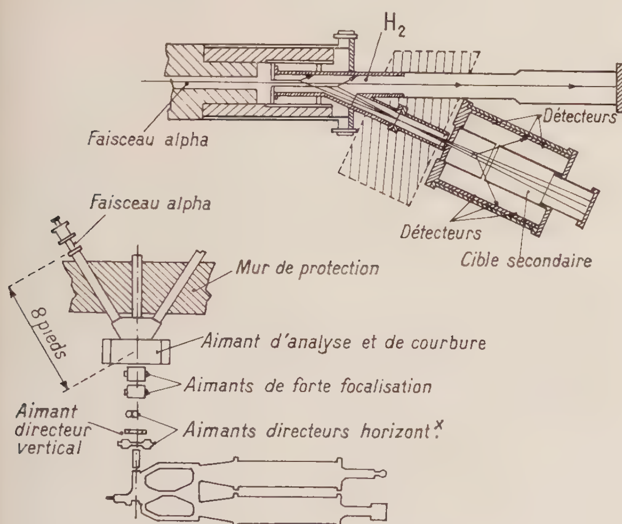


FIG. 1.

Des mesures sur la diffusion élastique p-p et p-d ne révèlent pas de polarisations significatives à 10 MeV. D'autre part, la diffusion des nucléons par ^{4}He entraîne, cela est bien connu, de grandes polarisations qui résultent de la décomposition de l'onde p dans ^{5}He. Bien qu'il n'y ait pas de structure de niveau équivalente dans ^{4}Li, il est d'intérêt primordial d'établir si la réaction p-^{3}He comprend les forces spin-orbite dans une proportion appréciable.

Afin de mesurer la polarisation résultant de la diffusion élastique des protons de 10 MeV par ^{3}He, nous avons diffusé un faisceau polarisé de ce nuclide et mesuré l'asymétrie gauche-droite dans le plan perpendiculaire au vecteur de polarisation du proton, en fonction de l'angle de diffusion.

La méthode est illustrée par les figures 1 et 2. Nous avons produit un faisceau de protons polarisés en irradiant une cible d'hydrogène avec des

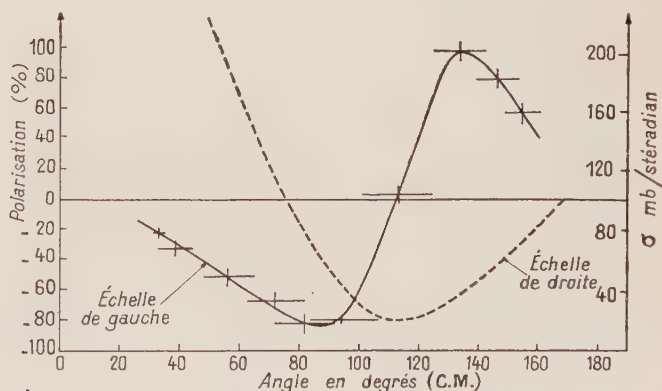


FIG. 2. — Diffusion élastique et polarisation p — ^{4}He $E_p = 10$ MeV.

particules α de 25 MeV. Les protons extraits à 25° relativement à la direction du faisceau incident se sont révélés complètement polarisés par diffusion dans ^{4}He et par l'observation de l'asymétrie gauche-droite. La figure 2 montre la dépendance angulaire de la polarisation produite dans la diffusion élastique de p-^{4}He telle qu'elle résulte de la variation angulaire de l'asymétrie gauche-droite.

(1) Détaché du Laboratoire Scientifique de Los Alamos.

Une répétition de l'expérience ci-dessus avec ^{3}He au lieu de ^{4}He a donné les asymétries gauche-droite suivantes aux angles indiqués (C. M.) :

40°, — 10 ± 8 % ; 52.5°, — 19 ± 5 % ; 65°, — 15 ± 7 % ; 76°, — 26 ± 5 % ; 85°, — 10 ± 5 % ; 100°, 12 ± 10 % ; 110°, + 40 ± 8 % ; 120°, + 54 ± 9 %.

On peut voir que la diffusion élastique de protons de 10 MeV par ^{3}He donne lieu à des polarisations très considérables. Il est intéressant de spéculer jusqu'à quel point les forces spin-spin sont comprises dans cette réaction, Ceci peut être contrôlé en mesurant la polarisation des noyaux de ^{3}He diffusés par les protons.

Remerciements. — Les plaques photographiques qui ont permis d'obtenir les données ci-dessus ont été exposées à Los Alamos et analysées à Saclay. L'un des auteurs (Louis Rosen) désire remercier les Laboratoires de Saclay pour l'aimable accueil qu'ils lui ont réservé, en particulier M. Thirion et Mme Faraggi, pendant l'analyse des données ci-dessus.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 366.

LA POLARISATION DES NEUTRONS DE LA RÉACTION DE STRIPPING ^{12}C(d,n)^{13}N (*).

Par A. BUDZANOWSKI, K. GROTOWSKI, H. NIEWODNICZANSKI et J. NURZYNSKI,
Centre de Physique Nucléaire, Cracovie, Pologne.

Résumé. — On a étudié la polarisation des neutrons provenant de la réaction de stripping ^{12}C(d, n) ^{13}N pour l'angle $\theta_{lab} = 15°$ et l'énergie des deutérons E_d = 12,9 MeV. La valeur de la polarisation des neutrons liés avec le niveau énergétique 3,56 MeV du noyau résultant ^{13}N fut déterminée : — (0,39 ± 0,11). On donne aussi quelques remarques générales sur les résultats préliminaires de la polarisation des neutrons pour les angles θ_{lab} égaux à 30°, 45° et 60°.

Abstract. — The polarization of neutrons emitted from the stripping reaction ^{12}C(d, n) ^{13}CN has been investigated at the reaction angle $\theta_{lab} = 15°$ and deuteron energy E_d = 12.9 MeV. The polarization of neutrons connected with the 3.56 MeV energy level in ^{13}N nucleus was found to be — (0.39 ± 0.11). Also some general remarks concerning the preliminary results of the polarization of neutrons at the reaction angles 30°, 45° and 60° are given.

I. Introduction. — La polarisation des nucléons provenant de la réaction de stripping des deutérons était prédite théoriquement et calculée par Newns [14], Horowitz et Messiah [8], Cheston [3], Sawicki [17], Newns et Refai [15], Sachtler [18] et autres. Expérimentalement cet effet était observé pour la première fois par Hillman en 1956 [6] dans la réaction ^{12}C(d, p)^{13}N pour des protons liés avec l'état fondamental du noyau ^{13}C. Ensuite cette polarisation des protons de la réaction (d, p) avait été enregistrée dans quelques cas pour les cibles suivantes : ^{9}Be, ^{10}B, ^{12}C, ^{28}Si et ^{40}Ca [2], [5], [7], [9], [10]. En ce qui concerne l'évidence expérimentale de la polarisation des neutrons de la réaction (d, n) il existe seulement un court abstract unique par Haeberli et Rolland dans le programme de la Conférence à Washington (avril 1957) de la Société Américaine de Physique [4]. Ces auteurs avaient examiné la polarisation des neutrons dans la réaction ^{12}C(d, n)^{13}N avec les deutérons d'énergie 2,5 à 3,6 MeV. Cela veut dire que dans ces expériences les neutrons de la réaction (d, n) correspondaient au niveau énergétique fondamental du noyau ^{13}N.

La polarisation dans la réaction de stripping est théoriquement interprétée par la distorsion de l'onde plane du deutéron entrant et celle du nucléon sortant. Le signe de la polarisation causée par la distorsion de l'onde plane des deutérons est opposé à celui de la polarisation causée par la distorsion de l'onde plane du nucléon sortant [15], [18]. L'effet final de la polarisation est obtenu pratiquement par une simple addition de ces deux effets. Les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici indiquent pour la plupart des cas pour $l = 1$ de la particule capturée la prépondérance de la distorsion de l'onde plane du deutéron.

Le degré de la polarisation du nucléon sortant dans la réaction de stripping fournit des informations concernant le mécanisme de la réaction considérée et l'extension de la contribution de la formation du noyau composé à cette réaction. Il semble probable que si une connaissance exacte du mécanisme de la polarisation dans les réactions de stripping était obtenue, le signe de la polarisation

(*) Une partie des résultats de ce travail concernant la polarisation des neutrons pour l'angle de la réaction $\theta_{lab} = 15°$ fut publiée dans le *Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences*, Série des sciences mathématiques, astrophysiques et physiques, 1959, **7**, 583.

pourrait être d'une grande aide dans la distinction entre les valeurs $l + 1/2$ et $l - 1/2$ du spin des niveaux énergétiques du noyau résultant.

Ce rapport présente les résultats préliminaires des travaux sur la polarisation des neutrons dans la réaction $^{12}C(d, n)^{13}N$. Ces résultats sont limités aux mesures de la polarisation des neutrons à un seul angle de la réaction $\theta_{lab} = 15°$ et à l'énergie des deutérons $E_d = 12{,}9$ MeV.

II. **Arrangement expérimental.** — Le faisceau de deutérons de 12,9 MeV d'énergie du cyclotron de 120 cm de Cracovie traversant les lentilles quadrupolaires magnétiques et l'aimant déviateur était concentré sur la cible située à environ 11 m de l'aimant du cyclotron (v. *fig.* 1). L'intensité du

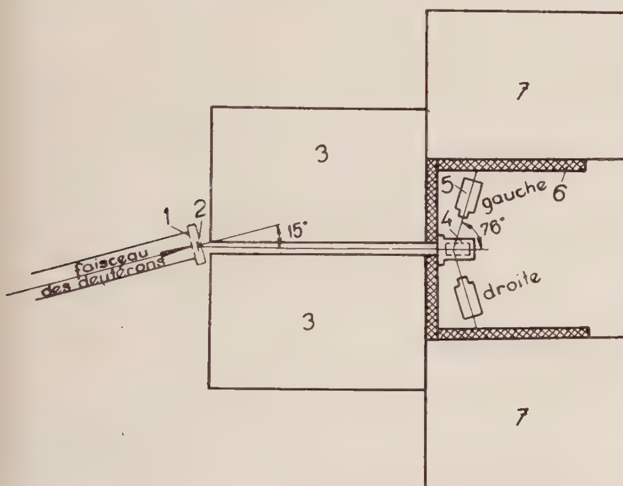


Fig. 1. — Arrangement expérimental : 1. Anneau de tungstène ; 2. Cible de charbon ; 3. Collimateur en paraffine ; 4. Compteur proportionnel rempli d'hélium ; 5. Compteur à scintillation de Hornyak ; 6. Écran de plomb ; 7. Écran d'eau.

courant d'ions au cours de ces expériences était de 3 à 4μA. La cible était une feuille de tungstène de 0,3 mm d'épaisseur, que l'on refroidissait par de l'eau, couverte par une couche de charbon de 7 mg/cm² d'épaisseur. L'angle de la réaction $\theta_{lab} = 15°$ correspondant à $\theta_{c.m.} = 17°$ avait été choisi à cause de la valeur relativement grande que la théorie prévoit pour l'intensité du faisceau de neutrons et la polarisation différente de zéro à cet angle [13], [18].

Le procédé de la diffusion n — α était utilisé comme analyseur de la polarisation. A cause du fond élevé de neutrons et de la nécessité de distinguer les neutrons appartenant aux divers groupes énergétiques la méthode de coïncidence était appliquée. Les neutrons diffusés élastiquement sur les noyaux d'hélium dans le compteur proportionnel étaient enregistrés par un compteur à scintillation pour neutrons rapides du type de Hornyak. Les coïncidences entre les noyaux de recul de l'hélium et les neutrons diffusés étaient enregistrées pour les deux positions du compteur de Hornyak, droite et gauche. Le compteur proportionnel était rempli d'hélium spectroscopiquement pur à la pression de 11 atm. L'angle de diffusion des neutrons était de 90° dans le système des coordonnées de c. de m., correspondant à 76° dans le laboratoire. Les mesures étaient contrôlées par un nombre fixé de coups du compteur proportionnel. Le fond produit par les coïncidences accidentelles était déterminé par un branchement et retrait périodique d'un circuit de 25 μ sec. de retard entre le compteur de Hornyak et le système des coïncidences.

Une séparation plus exacte des groupes de neutrons des différentes énergies n'était pas possible à cause de la mauvaise qualité de notre analyseur de la polarisation. Néanmoins, l'analyse du spectre des impulsions de coïncidences du compteur proportionnel démontre une forte abondance des neutrons correspondant au niveau excité de 3,56 MeV du noyau ^{13}N. Les résultats obtenus par Middleton et autres [13] pour $E_d = 8{,}1$ MeV corrigés afin de correspondre à l'efficacité de notre compteur proportionnel donnent pour les nombres relatifs des neutrons correspondant au premier niveau excité, au second niveau excité, et au fondamental dans le noyau ^{13}N les chiffres suivants : 1 : 0,3 : 0,14. Conformément à nos résultats pour $E_d = 12{,}9$ MeV les neutrons correspondant au second niveau excité des noyaux ^{13}N sont relativement encore plus nombreux. Ceci est compatible avec les résultats des mesures du spectre d'énergie des protons provenant de la réaction $^{12}C(d,p)^{13}C$ pour $E_d = 14$ MeV [12]. Des mesures auxiliaires faites en usant une cible de tungstène nu sans charbon ont montré que l'effet de fond des neutrons de la réaction du stripping des deutérons sur le tungstène ne dépasse pas 10 % de l'effet obtenu pour la cible recouverte d'une couche de charbon.

III. **Résultats.** — Le degré de la polarisation des neutrons calculé à partir de l'asymétrie gauche et droite de la diffusion sur les noyaux d'hélium dans le plan de la réaction est (— 0,39 ± 0,11). Comme direction positive de la polarisation on adopte la direction du produit $K_{entr.} \times K_{sort.}$ où $K_{entr.}$ et $K_{sort.}$ indiquent le vecteur d'onde de la particule entrante et sortante respectivement.

Les mesures faites pour vérifier l'appareillage et les méthodes expérimentales appliquées donnèrent les résultats suivants pour l'asymétrie au-dessus et au-dessous déterminée comme :

$$\frac{N_{\text{au-dessus}} - N_{\text{au-dessous}}}{N_{\text{au-dessus}} + N_{\text{au-dessous}}} = 0{,}03 \pm 0{,}04,$$

où $N_{\text{au-dessus}}$ et $N_{\text{au-dessous}}$ indiquent les nombres de coïncidences obtenus avec le compteur à scintillation respectivement au-dessus et au-dessous du plan

de la réaction perpendiculairement à ce plan.

Ce degré de la polarisation des neutrons élastiquement diffusés dans l'hélium était déterminé par l'analyse du déphasage (phase shift analysis) faite par Seagrave [19] et Levintov [11].

IV. **Discussion.** — Le niveau énergétique de 3,56 MeV dans le noyau ^{13}N, lequel est le plus responsable pour les neutrons observés, est un niveau à une particule avec $l = 2$.

En ce qui concerne les résultats obtenus par Juveland et Jentschke [10], Hensel et Parkinson [5], Hillman [6] et Hird, Cookson et Bokhari [7] pour le niveau du noyau résultant avec $l = 1$ le signe négatif de la polarisation suggère pour le niveau énergétique de 3,56 MeV de ^{13}N la valeur du spin $3/2^+$.

D'autre part, le signe négatif de la polarisation des protons de la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ correspondant au deuxième niveau excité $5/2^+$ du noyau ^{13}C avec $l = 2$ nous permet de supposer que dans ces deux cas le signe négatif de la polarisation détermine la valeur $j = l + 1/2$. Cela pourrait être lié avec la prépondérance de la distorsion de l'onde du nucléon sortant.

La polarisation obtenue dans ce travail dépasse considérablement la valeur calculée par Newns et Refai [15]. Cette discordance est semblable à celle des mesures de Hillman [6] qui, pour la polarisation des protons dans la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ avec $E_d = 4{,}05$ MeV et $\theta_{c.m.} = 30°$, a obtenu la valeur — (0,58). Il est possible que cette haute valeur de polarisation soit liée avec la petite différence entre l'énergie des nucléons sortants et celle de la diffusion à la résonance de ces nucléons.

Une analyse plus exacte de ces effets serait possible si la dépendance angulaire et énergétique de la polarisation des neutrons de la réaction (d, n) était connue. Les mesures de la polarisation des neutrons de la réaction $^{12}C(d, n)^{13}N$ ont été effectuées ensuite pour les angles de la réaction θ_{lab} égaux à 30°, 45°, et 60°.

Les évaluations préliminaires de ces mesures démontrent que les valeurs absolues de la polarisation des neutrons pour les angles θ_{lab} au-dessus de 15° décroissent graduellement, la polarisation restant négative. A peu près pour l'angle $\theta_{lab} = 30°$ la polarisation change de signe et devient positive. Pour les angles θ_{lab} égaux à 45° et 60° la polarisation des neutrons continue à s'accroître eu restant positive.

L'interprétation exacte de ces résultats est impossible sans la connaissance de la distribution angulaire et énergétique des neutrons dans cette réaction. Les travaux ayant pour but la détermination de ces dépendances, effectués avec la méthode des émulsions nucléaires, sont maintenant en cours.

C'est seulement en ayant ces données qu'on pourrait déterminer les participations relatives, pour les différents angles de la réaction, des neutrons correspondant aux divers états excités du noyau résultant ^{13}N. Pourtant, les résultats concernant les distributions angulaires et énergétiques obtenues par les autres auteurs pour des énergies de deutérons différentes démontrent que, probablement aussi pour les angles de la réaction θ_{lab} au-dessus de 15°, la part des neutrons correspondant aux transitions avec $\Delta l = 2$ est prépondérante.

Les auteurs témoignent leur reconnaissance au personnel du cyclotron pour son travail continu pour maintenir et améliorer les conditions de travail du cyclotron, au Dr E. Zielinski de l'École des Mines et Métallurgie à Cracovie pour le remplissage de leurs compteurs proportionnels avec de l'hélium spectroscopiquement pur, ainsi qu'à MM. A. Radwan et Z. Wronski pour leur aide substantielle à la préparation de l'appareillage.

BIBLIOGRAPHIE

[1] AJZENBERG-SELOVE (F.), et LAURITSEN (T.), *Nucl. Phys.*, 1959, **11**, 1.
[2] BOKHARI (M. S.), COOKSON (J. A.), HIRD (B.) et WEESAKUL (B.), *Proc. Phys. Soc.*, 1958, **72**, 88.
[3] CHESTON (W. E.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1590.
[4] HAEBERLI (W.) et ROLLAND (W. W.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1957, **112**, 234.
[5] HENSEL (J. C.) et PARKINSON (W. C.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 128.
[6] HILLMAN (P.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 176.
[7] HIRD (B.), COOKSON (J. A.) et BOKHARI (M. S.), *Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucléaire*, Paris 7-12 juillet 1958, 473, Dunod, Paris, 1959.
[8] HOROWITZ (J.) et MESSIAH (A. M. L.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 791.
[9] JURIC (M. K.) et CIRILOV (S. D.), *Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucléaire*, Paris, 7-12 juillet 1958, 473, Dunod, Paris, 1959.
[10] JUVELAND (A. C.) et JENTSCHKE (W.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 456.
[11] LEVINTOV (I. I.), MILLER (A. V.) et SHAMSHEV (V. N.), *Nucl. Phys.*, 1957, **3**, 221.
[12] MCGRUER (I. N.), WARBURTON (E. K.) et BENDER (S. R.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 235.
[13] MIDDLETON (R.), EL-BEDEVI (F. A.) et TAI (C. T.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, A **66**, 95.
[14] NEWNS (H. C.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66**, 477.
[15] NEWNS (H. C.) et REFAI (M. Y.), *Proc. Phys. Soc.*, 1958, **71**, 627.
[16] PASMA (P. J.), *Nucl. Phys.*, 1958, **6**, 141.
[17] SAWICKI (J.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 172.
[18] SATCHLER (G. R.), *Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucléaire*, Paris, 7-12 juillet 1958, 101, Dunod, Paris, 1959.
[19] SEAGRAVE (J. D.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1222.
[20] WEIDENMÜLLER (H. A.), *Z. Physik*, 1958, **150**, 389.

SUR LA PRODUCTION ET LA DÉTECTION DE DEUTONS POLARISÉS

Par R. BARLOUTAUD, H. FARAGGI, L. ROSEN (*) et S. M. SHAFROTH (**),
C. E. N., Saclay.

Résumé. — La polarisation vectorielle éventuelle des deutons émis dans la réaction $^{9}Be(p, d)^{8}Be$, provoquée par les protons de 11 MeV du cyclotron de Saclay, a été analysée à l'aide de la réaction $^{12}C(d, p)\,^{13}C$.

Le faisceau de deutons de 10 MeV, émis à 25° de la cible de béryllium, est refocalisé sur une cible mince de polyéthylène, placée au centre d'une chambre à émulsions nucléaires. L'intensité des différents groupes de protons correspondant à l'état fondamental et aux premiers états excités de ^{13}C, émis à droite et à gauche de la cible, a été mesurée pour différents angles.

Par ailleurs, les données relatives aux déphasages de la diffusion α-deutons permettent de prévoir une polarisation vectorielle importante entre les résonances situées à 1,07 MeV et 4,6 MeV pour l'énergie des deutons dans le système du laboratoire. Pour observer cet effet, la diffusion α-deutons a été provoquée à l'aide d'alpha de 3,4 MeV fournis par le Van de Graaff de Saclay et d'une cible gazeuse de deutérium. Les deutons diffusés à 22°5 sont analysés à l'aide de la réaction $^{12}C(d, p)\,^{13}C$. Les résultats préliminaires montrent qu'un certain effet a été observé dans les deux expériences.

Abstract. — The problem of producing a deuteron beam with pure vector polarization and of detecting this polarization is approached from two directions. In one experiment the polarized deuterons are generated by way of the $^{9}Be(p, d)$ " pick-up " reaction. In the second experiment 3.4-MeV alpha particles scatter deuterons through 145° in the c.m. system. In both experiments the polarization produced is revealed by a left-right asymmetry in the $^{12}C(d, p)\,^{13}C$ reaction, which is known to give rise to polarized protons when the deuterons are unpolarized.

Each of the above experiments indicates significant deuteron polarization.

En l'absence de sources fournissant directement des deutons dans un état de polarisation bien défini, il serait très intéressant de pouvoir disposer de réactions nucléaires répondant à ces conditions. Pour les protons, on sait que la diffusion élastique de ces particules sur l'hélium ou le carbone donne satisfaction dans une certaine mesure. Pour les deutons, si l'on borne ses ambitions à la production de deutons polarisés vectoriellement, deux voies semblent *a priori* ouvertes : celle des réactions (p, d) procédant par « pick-up » et la diffusion élastique de deutons sur l'hélium à basse énergie.

A. — **Réactions (p, d).** — De même que pour le « stripping », si l'on tient compte des interactions du noyau avec les particules entrantes et sortantes, les théories des réactions de pick-up prévoient pour les deutons sortant une polarisation essentiellement vectorielle un peu au-delà du maximum de la distribution angulaire [1] ; les forces tensorielles n'interviennent que comme une faible correction, qu'il est d'ailleurs possible de déterminer expérimentalement à l'aide de la réaction inverse [2].

Nous avons cherché à mettre en évidence une telle polarisation des deutons émis dans la réaction $^{9}Be(p, d)^{8}Be$ sous un angle de 25° (système du laboratoire) un peu au-delà du maximum de la distribution angulaire. L'analyseur est fourni par la réaction $^{12}C(d,p)^{13}C$ pour laquelle un certain nombre de mesures expérimentales de la polarisation P_p des protons émis dans la réaction provoquée par des deutons non polarisés ont été faites.

On sait que [3], si une réaction (d, p) est provoquée par des deutons de polarisation purement vectorielle P_d, les protons émis doivent présenter une asymétrie droite-gauche (R-L) donnée par la relation :

$$\varepsilon = \frac{R - L}{R + L} = 3 P_d P_p \qquad (1)$$

P_p étant connu par ailleurs, la mesure expérimentale de ε permet la détermination de P_d. Si l'on ne tient pas compte des forces spin-orbite, P_p est limité à 1/3 et la polarisation est positive ou négative suivant que le spin de l'état final est égal à $l_n \pm 1/2$, l_n étant le moment orbital du neutron capturé. La polarisation est considérée comme positive dans la direction du produit vectoriel des particules entrantes et sortantes.

Dispositif expérimental. — Le faisceau de protons de 11 MeV fourni par le cyclotron de Saclay est focalisé sur une cible de béryllium de 48 mg/cm². Dans ces conditions, les deutons émis à 25° à droite de la cible ont une énergie moyenne de 9 MeV. Ils sont séparés des autres particules

(*) Détaché du Laboratoire de Los Alamos.
(**) Northwestern University, Evanston, U. S. A.

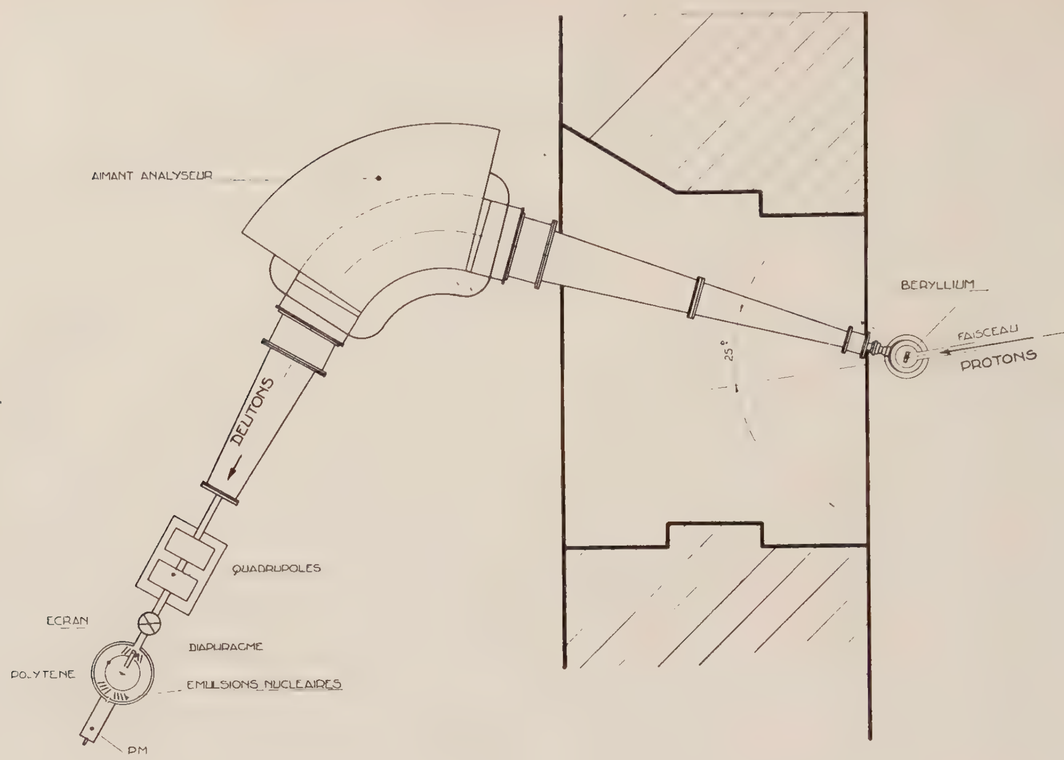


Fig. 1. — Polarisation des deutons dans la réaction ^{9}Be(p, d) ^{8}Be.

par un aimant d'analyse et refocalisés sur une cible de polytène de 10 mg/cm² placée au centre d'une chambre à émulsions nucléaires. Celles-ci sont disposées radialement, tous les 8°, et chacune d'elles couvre un angle solide utilisable de 2.10^{-2} stéradian. La symétrie des angles par rapport à l'axe de la chambre a été contrôlée et l'ensemble du dispositif soigneusement aligné pour minimiser les asymétries expérimentales.

Les émulsions développées, compte tenu des absorbants placés devant elles lors de la pose, permettent l'observation des protons de ^{12}C(d,p)^{13}C ($J = 1/2$ — ; $l_n = 1$) pour tous les angles, et celle des protons correspondant aux niveaux 3,01 MeV ($J = 1/2$ + ; $l_n = 0$) et 3,85 MeV ($J = 5/2$ + ; $l_n = 2$) pour les angles supérieurs à 45°. Le niveau à 3,69 MeV donnerait des protons indiscernables de ceux du niveau à 3,85 MeV mais la section efficace correspondante est pratiquement négligeable [4].

Résultats. — Les conditions expérimentales n'ayant pas permis de disposer d'une pose assez longue, les statistiques portent sur un petit nombre de traces et les résultats doivent être considérés comme tout à fait préliminaires (tableau I p. 372). On peut voir que, seule, l'asymétrie correspondant au niveau de 3,85 MeV à 50° donne un résultat positif statistiquement valable. Toutefois on peut remarquer que, conformément aux prévisions théoriques, l'asymétrie correspondant au niveau à 3,09 MeV ($l_n = 0$) pour le même angle est nulle et que, bien que n'excluant pas la valeur zéro, les asymétries correspondant au fondamental ($J = l_n - 1/2$) pour les angles de 34° et 42° sont de signe contraire à celle de l'état 3,85 MeV ($J = l_n + 1/2$) ; il existe donc très probablement une polarisation des deutons incidents.

Pour estimer l'ordre de grandeur de cette polarisation à partir de la relation (1) il faut connaître les valeurs correspondantes de P_p. Pour le fondamental, nous disposons des données expérimentales du groupe de Liverpool [5] à 8,9 MeV, énergie très voisine de celle des deutons de notre expérience. Il est satisfaisant de constater que les valeurs de P_d ainsi obtenues pour les deux mesures à 42° et 34° sont concordantes et de signe opposé à celle de P_p puisque dans la réaction ^{9}Be(p,d)^{8}Be on a $J = l_n + 1/2$.

Pour l'état excité, il n'y a pas de détermination expérimentale de P_p dans le domaine d'énergie considéré. Toutefois, dans le cadre de la théorie utilisée, excluant la contribution des termes spin-orbite, on peut fixer à la polarisation des protons la limite $+ 1/3$, ce qui fixe à P_d la limite inférieure de $+ 12\ \% \pm 6\ \%$. La limite supérieure étant fixée par les mesures sur l'état fondamental, on peut dire que l'ensemble des mesures donne, pour

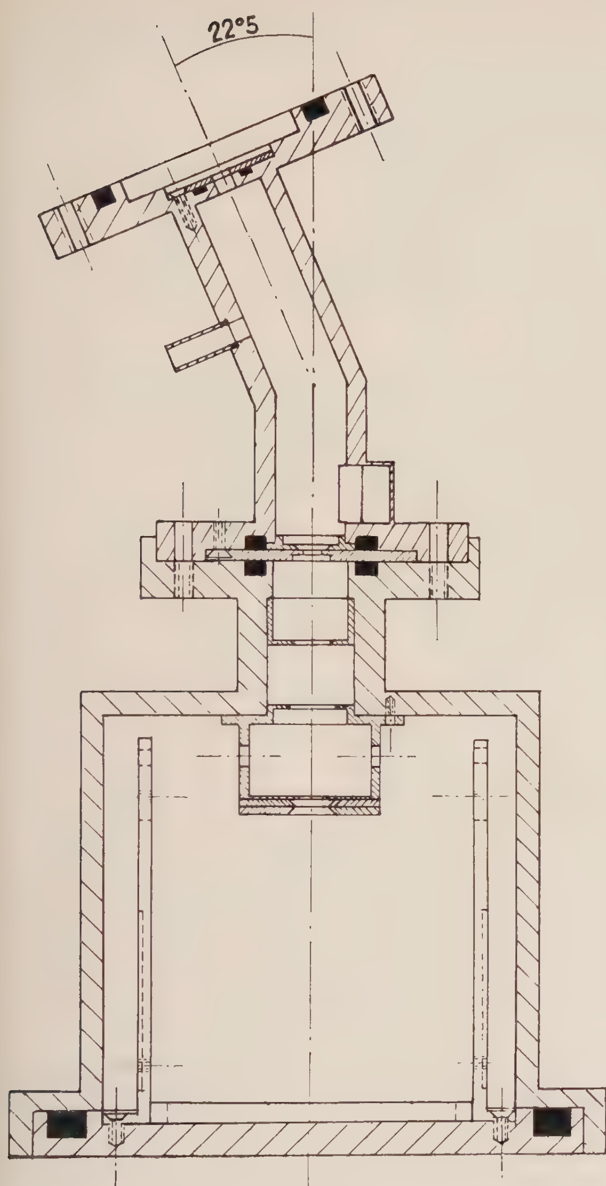


FIG. 2.

la polarisation des deutons émis à 25° dans la réaction $^9Be(p, d)^8Be$, une valeur de l'ordre de + 11 % ± 6 % (1).

En tout état de cause, il ne semble pas que la réaction (p, d) sur le béryllium à 25° puisse fournir une source utilisable de deutons polarisés et il semble que l'état excité de 3,85 MeV de ^{13}C pourrait fournir un analyseur assez sensible. Des mesures expérimentales de P_p pour cet état seraient souhaitables.

(1) Si l'on tient compte des forces spin-orbite, P_p peut dépasser la valeur 1/3. En prenant la limite absolue $P_p \leqslant 1$ on obtient $P_d \geqslant 3$ %. Par ailleurs la limite supérieure expérimentale $P_d \leqslant 20$ % donne pour P_p la limite inférieure $P_p \geqslant 18$ %.

B. — **Diffusion α-deutons.** — Des calculs théoriques [6] basés sur les déphasages observés dans la diffusion élastique des deutons sur l'hélium à basse énergie laissent prévoir une polarisation vectorielle importante dans l'intervalle d'énergie compris entre les résonances à 1,07 et 4,6 MeV (énergie des deutons dans le laboratoire), la polarisation tensorielle étant pratiquement négligeable.

Nous avons cherché à observer cette polarisation en utilisant le faisceau α de 3,4 MeV fourni par le Van de Graaff de Saclay diffusant à 22°5 les deutons d'une cible gazeuse de deutérium (1/2 atmosphère) et en analysant la polarisation obtenue à l'aide de la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2. La cible de carbone est constituée par une feuille de polytène de 1 mg/cm² et trois émulsions nucléaires permettent d'enregistrer les particules émises vers l'avant jusqu'aux environs de 80°. Malheureusement, dans les conditions expérimentales de cette première tentative, l'énergie des deutons était comprise entre 1,6 et 1 MeV, domaine d'énergie où la réaction ne procède pas essentiellement par

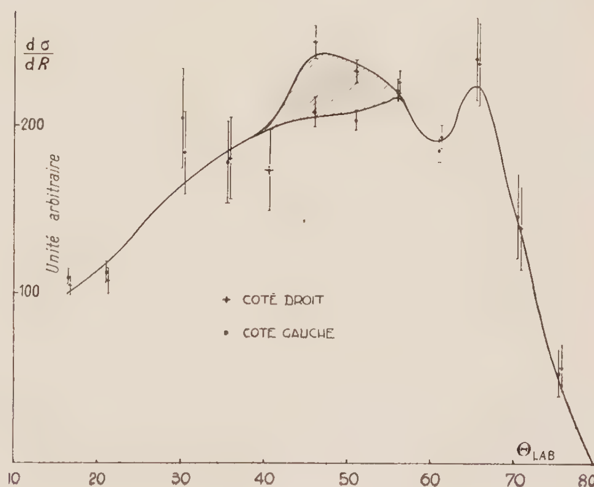


FIG. 3. — $^{12}C(d, p)\,^{13}C$.

stripping et où de nombreuses résonances du noyau composé ont été signalées [7]. On se trouve ainsi en dehors du domaine de validité de la théorie utilisée. Toutefois, les mesures effectuées ont montré une légère différence des sections efficaces gauche et droite, de l'ordre de 8 % vers 45°, aux environs du maximum de la distribution angulaire (*fig.* 3).

Nous avons donc repris cette expérience avec un faisceau d'énergie mieux définie, en utilisant comme analyseur une cible de paraffine lourde permettant l'observation simultanée de la réaction D(d, p)T et de la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$. La réaction D-D dans ce domaine d'énergie procède essentiellement par stripping et de meilleurs résultats peuvent

être espérés. Les résultats sont actuellement en cours de dépouillement.

En résumé, il a été possible de mettre en évidence la polarisation vectorielle des deutons. Un analyseur plus sensible que la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ serait souhaitable.

TABLEAU I

Réaction	Angle		Nombre de traces comptées	Nombre de traces par cm²	Asymétrie $\frac{R-L}{R+L} = 3P_p.P_d$	P_p	P_d
^{12}C dp ^{13}C	34°	côté L	121	$26{,}3^{\pm 2,5}$	$-0{,}067^{\pm 0,07}$	$-0{,}22$	$+0{,}10^{\pm 0,10}$
$Q = 2{,}719$ MeV		côté R	137	$23^{\pm 2,5}$			
$l_n = 1$							
$j = \frac{1}{2} -$	42°	côté L	51	$9{,}6^{\pm 1,35}$	$-0{,}13^{\pm 0,11}$	$-0{,}46$	$+0{,}11^{\pm 0,09}$
		côté R	30	$7{,}4^{\pm 1,4}$			
^{12}C dp $^{13}C^*$							
$E^* = 3{,}09$ MeV	50°	côté L	102	$22{,}7^{\pm 2,3}$	$-0{,}01^{\pm 0,07}$	0	Indéterminé
$l_n = 0$		côté R	100	$22{,}2^{\pm 2,3}$			
$j = \frac{1}{2} +$							
^{12}C dp $^{13}C^{**}$							
$E^{**} = 3{,}85$ MeV	50°	côté L	192	$42{,}6^{\pm 3}$	$+0{,}107^{\pm 0,05}$	$\lesssim +0{,}3$	$\lesssim 0{,}12^{\pm 0,06}$
$l_n = 2$		côté R	238	$53^{\pm 3,4}$			
$j = \frac{5}{2} +$							

Moyenne $P_d = 11\ \%^{\pm 6\%}$

Les auteurs expriment leur reconnaissance aux équipes de conduite du cyclotron et du Van de Graff de Saclay, qui ont assuré l'irradiation des émulsions, aux microscopistes qui les ont dépouillés, ainsi qu'à MM. Thirion et Cotton pour l'intérêt qu'ils ont témoigné à ce travail.

RÉFÉRENCES

[1] Raynal (M.), Communication privée.
[2] Rodburg (L.), Communication privée.
[3] Satchler (G. R.), *Nucl. Phys.*, 1958, **6**, 543.
[4] Rotblat (J.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1271.
[5] Bokhari (M. S.), Cookson (J. A.), Hird (B.) et Weesakul (B.), *Proc. Phys. Soc.*, 1958, **72**, 88.
[6] Philipps (R. J. N.), à paraître.
[7] Sarma (N.), Govindjee (M.) et Allan (H. R.), *Proc. Phys. Soc.*, 1957, **70**, 68.

DÉTERMINATION DE LA POLARISATION DES DEUTÉRONS APRÈS UNE RÉACTION NUCLÉAIRE

Par J. RAYNAL,

Service de Physique Mathématique, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Après une réaction produisant des deutérons à partir d'un faisceau incident et une cible non polarisés, la polarisation du faisceau sortant dépend de quatre paramètres. On peut obtenir deux relations entre ces paramètres à l'aide d'une réaction dont l'inverse donne lieu à une polarisation connue, en mesurant les rapports des nombres de particules sortant à droite, à gauche et à angle droit, par rapport à la première réaction. Avec une géométrie différente, une autre réaction connue ou en utilisant l'action d'un champ magnétique pour faire tourner le spin des deutérons, on obtient deux autres relations, ce qui permet de déterminer les quatre paramètres de polarisation.

Abstract. — After a reaction producing deuterons with a non-polarized incident beam and target, the polarization of the deuterons is described by four parameters. Two relations between them are obtained using a reaction, the inverse of which gives a known polarization, by measuring the ratios of particles going to the right, to the left and at right-angles with respect to the initial reaction. Using a different geometry, another known reaction, or rotating the spin of deuterons by a magnetic field, two more relations are obtained and the four parameters can be determined.

Pour un faisceau de deutérons la connaissance de sa matrice densité est équivalente à celle des valeurs moyennes de 8 opérateurs que l'on peut choisir avec des propriétés utiles de transformation par rotation [1]. Avec

$$< T_{JM} >_{mm'} = (--)^{1+m'} \sqrt{3} < 11m - m' | JM >$$

$$J = 1,2 \; ; |M| \leqslant J \quad \text{et} \quad \rho = \frac{1}{3} \sum_{J,M} < T_{JM} > T^{+}_{JM'}.$$

Les 3 $<T_{1M}>$ forment un vecteur qui n'est autre que $\sqrt{\frac{3}{2}} <\boldsymbol{s}>$ et les 5 $<T_{2M}>$ forment un tenseur d'ordre 2 ; $<T_{00}>$ est la trace de ρ et est toujours égale à 1. Dans une rotation d'angles d'Euler α, β, γ

$$< T_{JM} >' = \sum_{M'} \mathfrak{D}^{(J)}_{MM'} < T_{JM'} >.$$

Les propriétés de la matrice densité se retrouvent sous les formes suivantes :

hermiticité $<T_{JM}> = (-)^{M} <T_{J-M}>^{*}$;

défini positif det $\rho \geqslant 0$ ainsi que les mineurs centrés sur la diagonale principale, ce qui peut être exprimé à l'aide des $<T_{JM}>$;

trace égale à 1 : $<T_{00}> = 1$.

Les paramètres qui suffisent à décrire le faisceau sont donc $<T_{J0}>$ et les parties réelles et imaginaires des $<T_{JM}>$ pour $M > 0$. Néanmoins, on a intérêt à utiliser les nombres complexes $<T_{JM}>$ parce qu'une rotation φ autour de l'axe de quantification donne :

$$< T_{JM} >' = e^{iM\varphi} < T_{JM} >.$$

Il est naturel de prendre la direction de propagation comme axe de quantification.

Après une réaction nucléaire, la section efficace a la forme

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{\text{n.p.}} \left\{ \sum_{JM} e^{-iM\varphi} < T_{JM} > < T'_{JM}(\theta) > \right\}$$

où $\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}\right)_{\text{n.p.}}$ est la section efficace avec un faisceau de deutérons incidents non polarisés et les $<T'_{JM}(\theta)>$ sont les coefficients de polarisation dans la réaction inverse.

On peut les calculer à partir des amplitudes de diffusion données par un modèle quelconque, on les obtient sous forme directement utilisable en employant le formalisme de l'hélicité [2] qui donne les résultats avec la direction de la particule comme axe de quantification. Des considérations très générales de parité indiquent qu'il y a symétrie par rapport au plan de réaction, ce qui se traduit dans nos notations par :

$$< T_{11} > = < T_{1-1} > \quad \text{imaginaires purs}$$

$$< T_{20} > ; < T_{21} > = - < T_{2-1} > ;$$

$$< T_{22} > = < T_{2-2} > \quad \text{réels.}$$

Des mesures de section efficace pour différentes valeurs de φ permettent de déterminer les rapports

$$1 + < T_{20} > < T'_{20}(\theta) >$$

$$(< T_{11} > + < T_{1-1} >) < T'_{11}(\theta) > + (< T_{21} > - < T_{2-1} >) < T'_{21}(\theta) >$$

$$i(< T_{11} > - < T_{1-1} >) < T'_{11}(\theta) > - i(< T_{21} > + < T_{2-1} >) < T'_{21}(\theta) >$$

$$(< T_{22} > + < T_{2-2} >) < T'_{22}(\theta) >$$

$$i(< T_{2-2} > - < T_{22} >) < T'_{22}(\theta) >.$$

Nous avons donc les équations pour 8 inconnues mais où $<T_{10}>$ n'intervient pas. On peut donc : 1) soit employer une autre réaction ; 2) soit utiliser une autre valeur de θ telle que les $<T'_{JM}(\theta)>$ soient assez différents des premiers et la section efficace assez grande ; 3) soit faire une autre expérience en faisant tourner la polarisation du faisceau étudié par un champ magnétique.

Seule la dernière expérience permet de mettre en évidence l'existence de $<T_{10}>$.

Pratiquement, il se pose le problème de la mesure ou du calcul des coefficients $<T'(\theta)>$ pour une réaction d'analyse. Pour cela on peut utiliser :

1) Un faisceau de deutérons de polarisation connue. Ce faisceau aura en général un plan de symétrie et il ne fournira que deux relations en faisant des mesures à droite et à gauche dans ce plan, et dans le plan perpendiculaire. Il faudra alors deux expériences, soit avec des faisceaux différents, soit en utilisant un champ magnétique.

2) Deux fois la même réaction : pour produire le faisceau de deutérons polarisés et pour l'analyser avec les mêmes angles θ. Les mesures à droite, gauche et au-dessus donnent les rapports :

$$1 + < T_{20}(\theta) >^2/< T_{21}(\theta) >^2 - |< T_{11}(\theta) >|^2/< T_{22}(\theta) >^2.$$

Avec un champ magnétique dirigé normalement au plan de la première réaction et qui fait tourner la polarisation de $\pi/2$ par rapport à la direction des particules, on peut mesurer :

$$1 - \frac{1}{2} < T_{20}(\theta) >^2 + \sqrt{\frac{3}{2}} < T_{20}(\theta) > < T_{22}(\theta)> < T_{21}(\theta) >^2 + |< T_{11}(\theta) >|^2/ /< T_{22}(\theta) >^2 + \sqrt{\frac{3}{2}} < T_{20}(\theta) > < T_{22}(\theta) >.$$

Ces relations laissent indéterminés les signes du vecteur et du tenseur de polarisation, et en plus elles peuvent avoir deux solutions. Une analyse par une réaction de stripping peut donner la polarisation vectorielle. Si la polarisation tensorielle est assez grande, son signe peut être donné par la condition que la matrice densité soit définie positive (en particulier chaque fois que

$$<T_{20}>^2 > 1/2,$$

$<T_{20}>$ est négatif).

La connaissance des quatre fonctions de θ qui décrivent la polarisation des deutérons sortants dans une réaction avec faisceau incident non polarisé ne permet pas de remonter aux amplitudes de diffusion. Dans le cas le plus simple d'une réaction de deutérons avec une cible de spin nul, il y a quatre amplitudes indépendantes pour la diffusion élastique ou pour une réaction avec changement de parité de la cible, ou cinq s'il n'y a pas changement de parité. Pour les déterminer, il faut essayer de mesurer la polarisation des deutérons sortants avec un faisceau incident polarisé.

RÉFÉRENCES

[1] Lakin (W.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 139.

[2] Jacob et Wick, *Annals of Physics*, 1959, **7**, 404.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 374.

SUR L'ÉTUDE DE LA DISSYMÉTRIE DE L'ÉTAT EXCITÉ DE 3 MeV DU ^{8}Be OBTENU PAR ^{8}Li FORMÉ AUX INTERACTIONS A HAUTE ÉNERGIE

Par R. STEIN, H. BRAUN et P. CÜER,

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université de Strasbourg.

Résumé. — L'étude des niveaux du $^8_4$Be à partir de la réaction $^8_3$Li → $^8_4$Be → 2α montre une dissymétrie pour le niveau de 3 MeV.

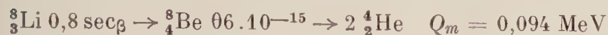
Ce niveau est étudié à partir de particules α individuelles, émises lors de la désintégration du $^8_4$Be. Il semble qu'il y ait également une anisotropie angulaire entre le $^8_3$Li et les α émis lors de la désintégration du $^8_4$Be.

Abstract. — Study of the energy levels, taking into consideration the reaction $^8_3$Li → $^8_4$Be → 2α shows the 3 MeV level to be asymmetrical.

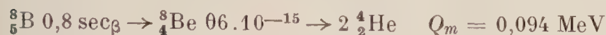
The measurements have been made on individual α — particles emitted by the disintegration of $^8_4$Be. It seems also that there is an angular anisotropy between the $^8_3$Li fragment and the α particles.

L'étude systématique de l'émission de fragments lourds émis par les étoiles obtenues dans des émulsions ionographiques exposées à des protons de 6 BeV (par P. Cüer et W. Barkas à Berkeley) nous

a amené dans une première étape à étudier l'émission de fragments de $^8_3$Li et $^8_5$B, immédiatement reconnaissables sans utiliser une méthode de discrimination, grâce aux réactions :



$$^8_3\text{Li}\ 0{,}8\ \text{sec}_\beta \rightarrow {}^8_4\text{Be}\ 06.10^{-15} \rightarrow 2\,{}^4_2\text{He} \quad Q_m = 0{,}094\ \text{MeV}$$



$$^8_5\text{B}\ 0{,}8\ \text{sec}_\beta \rightarrow {}^8_4\text{Be}\ 06.10^{-15} \rightarrow 2\,{}^4_2\text{He} \quad Q_m = 0{,}094\ \text{MeV}$$

qui donnent finalement lieu, étant donné les périodes de 0,8 s, à la désintégration au repos du $^8_4$Be, produisant alors dans l'émulsion une trace « marteau » bien connue.

Les quelques 300 événements repérés jusqu'à présent nous ont donné l'idée d'étudier, en marge de nos travaux concernant le mécanisme de l'émission des fragments lourds, des niveaux du $^8_4$Be qui sont encore controversés.

Les mesures de parcours des deux α du $^8_4$Be, compte tenu de l'énergie de la réaction, permettent en effet de calculer les niveaux du ^{8}Be.

Les mesures de parcours des α ont été effectuées avec un soin particulier à fort grossissement sur un microscope Leitz muni d'un comparateur au micron.

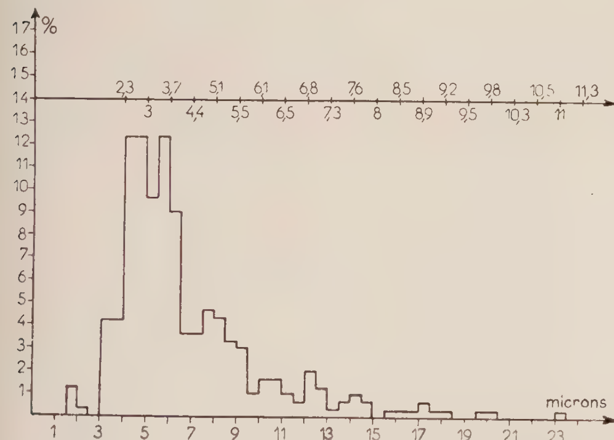


FIG. 1. — *En ordonnée*, résultat en %. *En abscisse*, parcours des α en microns. Le niveau de 3 MeV est nettement visible.

Compte tenu de la précision des mesures effectuées, de la connaissance du coefficient de contraction, de l'erreur sur les enfoncements, de la taille des grains et de straggling, nous pensons faire, par mesure, une erreur inférieure à 0,8 μ sur la somme de longueur des α.

Les premiers résultats obtenus (*fig.* 1) indiquent une nette dissymétrie des α, provenant de l'état excité de ^{8}Be à 3 MeV, qui s'étale jusqu'à 10 MeV. En adoptant un pas de mesure de 0,5 microns, compatible statistiquement avec la dispersion des mesures, une structure fine de cette dissymétrie semble apparaître, structure qui disparaît en utilisant un pas de 1 micron.

Cette courbe est en accord avec les expériences de Gilbert (U. C. R. L. 2771, 1954).

En effet, si nous augmentons le pas de 1 μ, notre courbe se superpose à la sienne.

En fonction des autres résultats obtenus sur ^{8}Be dans notre Laboratoire, et de ceux publiés dans la littérature, nous ne pensons pas cependant que cette structure fine de niveaux corresponde à la réalité. La courbe I est en accord quantitatif avec les résultats du Groupe des Basses Énergies publiés dans ce compte rendu.

Nous avons également mesuré, et calculé à l'aide d'un diagramme de Wulff (aimablement préparé par Winzeler) l'angle aigu dans l'espace entre le ^{8}Li (ou ^{8}B) et les 2α. Il est à noter que les résultats de ces mesures angulaires sont assez sujets à caution ; en effet, en plus de l'imprécision même des mesures angulaires au microscope, pour mesurer

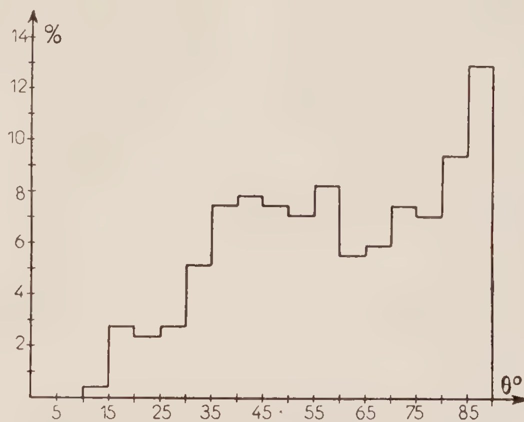


FIG. 2.

au goniomètre l'angle entre le ^{8}Li par exemple et les α, il faut tenir compte du scattering possible lors de l'arrivée au repos du ^{8}Li, scattering souvent difficile à mettre en évidence. Nous avons de ce fait éliminé tous les événements qui nous ont semblé douteux.

Nous avons constaté une distribution des α non isotrope que nous n'avons pas réussi à interpréter (*fig.* 2).

SPECTRE DE DÉSINTÉGRATION DU ^{8}Li
ÉTALONNAGE DU SPECTROMÈTRE DE BUCHNER DU VAN DE GRAAF DE CRONENBOURG

Par R. BILWES, R. SELTZ, M. SUFFERT, C. GÉRARDIN, J, LINCK, D. MAGNAC-VALETTE et P. CÜER,

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Strasbourg.

Résumé. — On décrit un dispositif expérimental permettant de recueillir, sur une plaque photographique, uniquement les α de la désintégration du ^{8}Li indépendamment de toutes les particules issues des réactions en compétition avec sa réaction de formation. Seul le niveau de 3 MeV de ^{8}Be est visible et il présente une nette dissymétrie s'étendant jusqu'à un niveau de 10 MeV.

Abstract. — The deuteron beam of the Strasbourg 6 MeV Van de Graaff accelerator was used to produce ^{8}Li nuclei by the ^{7}Li (d, p) ^{8}Li reaction. By means of a special design of the target assembly, which is described, only particles coming from the disintegration of ^{8}Li were allowed to be recorded on an Ilford E1 nuclear track plate. The result of the experiment is given in figure 1. The only clear maximum corresponds to the 3 MeV level of ^{8}Be. This level is asymmetrical with a long tail on the high energy side up to 10 MeV according to phase shift measurements in $\alpha - \alpha$ scattering.

Avant le montage sur l'accélérateur Van de Graaff du spectromètre de Buchner, nous avons étudié la désintégration du ^{8}Li produit dans la réaction ^{7}Li(d, p) ^{8}Li. Le ^{8}Li est radioactif β et donne un noyau de ^{8}Be qui se décompose spontanément en deux α.

La cible du ^{7}Li était fixée à une très faible distance d'un cylindre entraîné par un moteur. Le ^{8}Li issu de la réaction se déposait régulièrement sur le cylindre. Une plaque photographique placée au delà du cylindre ne pouvait détecter aucune particule de la réaction, le cylindre obstruant la voie de sortie de ces particules. Le ^{8}Li venait après rotation se placer de manière à asperger la plaque des particules α issues de ^{8}Be. Le cylindre avait une rotation uniforme et la durée d'une révolution était calculée d'après la vie moyenne de ^{8}Li.

Une expérience au Van de Graaff de Cronenbourg à une énergie de 3,8 MeV nous a permis d'établir une statistique préliminaire sur 3 000 traces. La division de l'échelle oculaire est de 0,8 microns. Le niveau de 11 MeV n'apparaissant pas, le niveau de 3 MeV est seul visible et présente une nette dissymétrie en accord avec le calcul de déphasage δ_2 dans la diffusion α, α [1], [2], [3], [4].

La division est un peu grande vis-à-vis de la dispersion admise pour les α de cette énergie dans les plaques Ilford E_1. L'utilisation du spectroscope de Buchner nous permettra d'utiliser un pas plus petit.

Depuis le mois de septembre 1959, nous disposons en effet au C. R. N. de Strasbourg d'un spectrographe magnétique du type Buchner. A notre connaissance, cet appareil est à l'heure actuelle unique en France. La réception officielle a eu lieu au mois de novembre 1959.

Les premières expériences d'étalonnage ont été

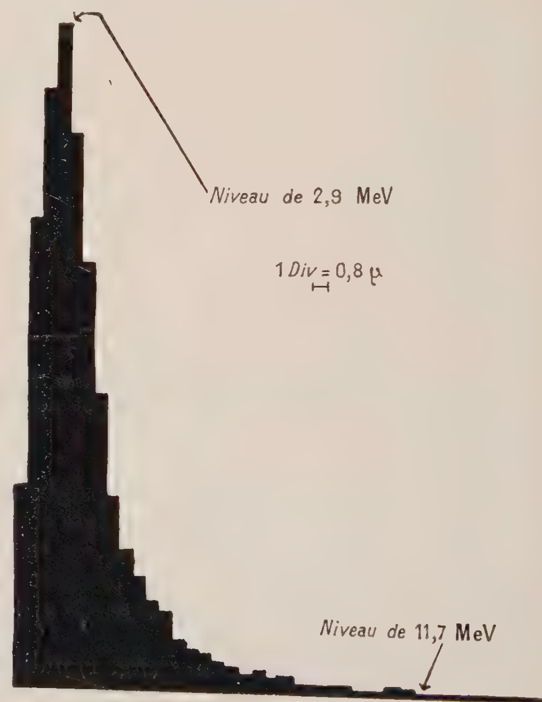


Fig. 1. — Désintégration de ^{8}Li.

effectuées avec une source de polonium. Les α monocinétiques ont été enregistrées sur une plaque NT 4 Kodak. La résolution a été trouvée égale à 800.

Le repérage de la position du pic sur la plaque se fait d'une manière précise grâce à un ensemble de spots limineux, eux-mêmes parfaitement bien définis par rapport au châssis porte-plaques.

D'autre part, nous avons monté au point de meilleure focalisation un scintillateur à fente d'entrée réglable [5]. Les expériences de diffusion sur or très mince supporté par du formvar (2,5 g/litre) nous ont permis ainsi :

1) D'étalonner l'appareil en protons et deutérons.

2) De mesurer la résolution $E/\Delta E$ qui a été trouvée égale à 700.

E_{pMeV}	Cible	Fente Van de Graaff	Fente d'entrée du scintillateur	Fente d'entrée du spectrographe	Résolution	Décalage vertical des fentes
4 3,5 3 2,5 2	Or d'épaisseur moyenne sur formvar de concentration (5 g/l)	0,5 mm	0,8 mm	4 cm	De l'ordre de 200	
4	Même cible	0,5 mm	0,35 mm	2 cm	400	
4		0,5 mm	0,35 mm	0,5 cm	450	
4		0,5 mm	0,8 mm	0,25 cm	200	
4		0,25 mm	0,35 mm	0,5 cm	550	
4		0,25 mm	0,35 mm	0,5 cm	450	0,25 mm vers le haut
4	Or très mince sur 2,5 g/l formvar	0,25 mm	0,35 mm	1 cm	650	0,25 mm vers le bas
4	Même cible	0,25 mm	0,1 mm	1 cm	700	Position centrale

Au cours des opérations d'étalonnage, nous avons ainsi vérifié l'influence de tous les facteurs sur la résolution, à savoir : la position de la cible, la fente d'entrée du spectrographe, la fente de sortie du Van de Graaff. L'appareil est maintenant parfaitement au point. Les expériences sur la désintégration du ^{8}Li ont été réalisées, les plaques sont en cours de dépouillement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cowie, Heydenbourg, Temmer et Little, *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 593.
[2] Heydenbourg (N. P.), Temmer (G. M.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 123.
[3] Nelson (R.) et Jentschke (W.), Communication privée.
[4] Russel (J. L.), Phillips (G. C.) et Reich (C. W.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 135.
[5] L'électronique adjointe au P.M. nous a été prêtée gracieusement par MM. Gorodetzky et Armbruster que nous remercions vivement.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 377.

MESURE DES SECTIONS EFFICACES DE QUELQUES RÉACTIONS (n, p), (n, α), (n, 2n)

Par M. J. DEPRAZ, Mlle G. LEGROS, M. R. SALIN,
Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Résumé. — On a mesuré les sections efficaces (n, p), (n, α), (n, 2n) suivantes pour des neutrons de 15 MeV : ^{27}Al(np) ^{24}Mg, 59 ± 6 mb ; ^{27}Al(nα) ^{24}Na, 116 ± 9 mb ; ^{56}Fe(np) ^{56}Mn, 128 ± 13 mb ; ^{54}Fe(n, 2n) ^{53}Fe, 7 mb ; ^{65}Cu(n, p) ^{65}Ni, 17 ± 4 mb ; ^{24}Mg (n, p) ^{24}Na, 203 ± 11 mb ; ^{65}Cu(n, 2n) ^{64}Cu : 869 ± 104 mb.

Abstract. — Some cross sections of (n, p), (n, α), (n, 2n) reactions have been measured for neutrons of 15 MeV : ^{27}Al(n, p) ^{24}Mg : 59 ± 6 mb ; ^{27}Al(nα) ^{24}Na : 116 ± 9 mb ; ^{56}Fe(np) ^{56}Mn : 128 ± 13 mb ; ^{54}Fe(n, 2n) ^{53}Fe : 7 mb ; ^{65}Cu(n, p) ^{65}Ni : 17 ± 4 mb ; ^{24}Mg(n, p) ^{24}Na : 203 ± 11 mb ; ^{65}Cu(n, 2n) ^{64}Cu : 869 ± 104 mb.

1. Introduction. — Les mesures antérieures des sections efficaces (np), (nα), (n, 2n) mettent en évidence des différences importantes entre les valeurs expérimentales et théoriques obtenues à partir de la théorie statistique du noyau composé. Pour expliquer l'insuffisance de cette théorie, on a sug-

géré l'intervention d'autres processus tels que l'interaction directe, ou plus récemment la formation d'un noyau composé incomplet.

D'autre part, des divergences souvent grandes interviennent entre les mesures des sections efficaces données par plusieurs auteurs. Nous présentons ici les premiers résultats d'une étude systématique que nous avons entreprise sur cette question.

2. **Technique expérimentale.** — Les neutrons sont obtenus par la réaction T(d, n) ^{4}He à l'aide d'un Cockroft-Walton de 1,2 MeV. L'énergie des deutons a été prise à 300 keV avec un faisceau de 7 μA sur cible déviée. Nous avons utilisé une cible mince de titane tritié refroidie dont les caractéristiques sont les suivantes :

Poids de titane : 1,2 mg déposé sur un diamètre de 1 pouce.

Tritium adsorbé : 5,6 cm^3 dans les conditions normales.

Le moniteur de neutrons était constitué par un long compteur à BF_3 enrichi étalonné avec une source de Po-Be puis avec une source de Ra-Be dont les γ ont été discriminés et par un Emmerich étalonné par rapport au premier. Le flux est de l'ordre de 4.10^8 neutrons/s. L'énergie des neutrons a été déterminée au moyen d'un spectromètre à neutrons à cristal de stilbène du type Schwartz [1], elle est de l'ordre de $15 \pm 0,4$ MeV.

Cette mesure nous a permis de constater que le nombre de neutrons provenant de la réaction (D, D) sur couche autoadsorbée était parfaitement négligeable. La courbe de distribution des protons de recul ne présentait qu'un seul palier pour un comptage qui comportait le maximum de précision possible avec la capacité du sélecteur : 0,3 à 0,5 %. L'énergie des neutrons provenant de la réaction (D, D) avoisine les seuils des réactions (n, p) où les seuils sont bas. Le rendement de cette réaction est d'ailleurs très faible à 300 keV ; pour une autocible d'Ag il est de l'ordre de 0,8 %. De plus, le titane adsorbe très peu le deutérium. Au bout de 4 heures d'irradiation avec un faisceau de 50 μA de deutons à 300 keV le flux serait de 200 neutrons/s pour une cible épaisse [2]. On peut donc admettre beaucoup moins de 20 neutrons/s puisque nous avons une couche mince de Ti.

Les échantillons à irradier sont pris sous forme métallique électrolytiquement purs : Cu, Al, Fe, Mg. Ce sont des disques de 1,8 cm^2 d'aire et dont l'épaisseur était de 27 mg/cm^2 pour Al et un échantillon de Cu et 33 mg/cm^2 pour Fe, Mg et un autre échantillon de Cu.

Nous utilisons la méthode d'activation en plaçant en sandwich l'échantillon à étudier entre deux échantillons de Cu. L'ensemble est disposé à 1 cm de la cible. Pour déterminer les sections efficaces, nous utilisons celle de la réaction ^{63}Cu(n, 2n) ^{62}Cu qui est connue avec une bonne précision :

$$\sigma = 556 \pm 28 \text{ mb} \qquad [3]$$

de préférence à celle de ^{56}Fe(n, p) ^{56}Mn qui donne lieu à quelques divergences.

L'activation β est mesurée avec un compteur à fenêtre en bout de mica inférieure à 2 mg/cm^2. L'irradiation durait en général 1 h. L'activité des échantillons était suivie jusqu'à décroissance complète.

3. **Résultats.** — 3.1. ^{27}Al(n, p) ^{27}Mg. — Il y a une grande divergence dans les résultats donnés par les divers expérimentateurs. Les mesures peuvent être classées en deux groupes :

1er groupe : $\sigma_{exp} < 100$

1952	Forbes	74 ± 7 %	à 14,1 MeV
1953	Paul et Clarke	52,4 ± 10 %	à 14 MeV
1957	Yasumi	87,2 ± 29 %	à 14 MeV
1957	Brown et Marion	55 ± 15 %	à 14 MeV
1957	Haling, Peck et Eubank	79 ± 20 %	à 14,1 MeV
1957	Haling	60	à 14,1 MeV
1959	Poularikas et Fink	53 ± 5	à 14,8 MeV

2e groupe : $\sigma_{exp} > 100$

1957	Allan	140 ± 30
1959	Khurana	115 ± 10

section efficace théorique : 120 mb.

Nous avons trouvé la valeur 59 ± 6 mb à 15 MeV, en assez bon accord avec les mesures du 1er groupe,

3.2. ^{27}Al(n, α) ^{24}Na. — Diverses déterminations à 14 MeV.

			Rapport $\frac{(n, \alpha)}{(n, p)}$
1952	Forbes	135 ± 9,5 mb	1,7
1953	Paul et Clarke	79 ± 16 mb	1,5
1957	Yasumi	120 ± 14 mb	1,38
1957	Kumabe et all	95 ± 15 mb	
1957	Allan	116 ± 8 mb	0,71
1958	Grundl, Henkel et Perkins	116 ± 8,1 mb	
1958	Terrel et Holm	116 ± 8,1 mb	
1959	Khurana et Hans	111 ± 9 mb	1,04
1959	Poularikas et Fink	114 ± 7 mb	2,15

Nous avons trouvé $\sigma = 116 \pm 9$ mb ; rapport $\frac{(n, \alpha)}{(n, p)} = 1,97$. Section efficace théorique : 420 mb.

Par la comparaison directe des activités d'un

seul échantillon d'Al irradié, nous avons mesuré le rapport σ(n, α)/σ(n, p), il a été trouvé égal à 2,1 ± 0,2 en parfaite concordance avec la plus récente détermination (Poularikas). La valeur théorique de ce rapport non corrigé de l'effet pair-impair est de 1,74. Si l'on en tient compte pour la densité des niveaux, il est de 3,5.

3.3. $^{56}Fe(n, p)$ ^{56}Mn. — Valeur théorique : σ = 104 mb.

Précédentes déterminations :

1952	Forbes	124 ± 10 à 14,1 MeV
1953	Paul et Clarke	97 ± 12 à 14,5 MeV
1957	Allan	190
1957	Yasumi	144 ± 19 à 14 MeV
1959	Kern, Thompson et Ferguson	131 ± 15 à 15,3 MeV

Notre valeur : 128 mb ± 13 mb.

Par comparaison directe des activités des produit des réactions

$$^{56}Fe(n, p)\,^{56}Mn \quad \text{et} \quad ^{54}Fe(n, 2n)\,^{53}Fe$$

nous avons trouvé que la section efficace de cette dernière réaction est certainement inférieure à 20 mb. Nous l'estimons sans avoir pu la mesurer avec exactitude à 7 mb en bon accord avec la seule détermination que nous ayons trouvée dans la littérature. (Allan, *Proc. Phys. Soc.*, A, 1957, **70**, 195) : 10 ± 4 mb.

3.4. $^{65}Cu(n, 2n)$ ^{64}Cu. — Valeurs antérieures :

1951	Feld, Feshbach et Goldberger	1 000 ± 100
1952	Forbes	970 ± 8 % à 14,1 MeV
1958	Rayburn	935
1959	Poularikas et Fink	954 ± 130

Valeur trouvée : 869 ± 104 mb, en assez bon accord avec la précédente. Une difficulté se présente dans cette mesure du fait que le ^{64}Cu se désintègre par 58 % en émission β et 42 % par capture électronique. Il y a donc une incertitude importante dans la détermination de l'efficacité du compteur. Par comparaison des activités d'un même échantillon de cuivre, nous avons déterminé également la section efficace de la réaction

$$^{65}Cu(n, p)\,^{65}Ni$$

elle a été trouvée égale à 17 ± 4 mb en bon accord avec la valeur donnée par Forbes (19 ± 20 %).

3.5. $^{24}Mg(n, p)$ ^{24}Na. — Nous avons mesuré cette section efficace par comparaison avec la réaction $^{27}Al(n, \alpha)$ ^{24}Na en étudiant l'activité des produits jusqu'à décroissance complète. Nous avons obtenu :

$$\sigma = 203 \pm 11 \text{ mb à } 15 \text{ MeV}$$

en bon accord avec les déterminations antérieures :

1952	Paul et Clarke	220 mb à 13,3 MeV.
1956	Cohen et White ...	250 mb à 12,5 MeV
1959	Kern, Thompson et Ferguson	219 ± 26 mb à 13,3 MeV

BIBLIOGRAPHIE SOMMAIRE

[1] Schwartz (C.), Owen (G. E.), Rapport NYO 2053.
[2] Klaus Frebiger, *Z. Ang. Physik Einsch. Nucleonik*, mai 1957.
[3] Yasumi, *J. Phys. Soc.* (*Japan*), 1957, **12**, 443.
[4] Forbes (S. G.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1309.
[5] Paul (E. B.) et Clarke, *Canad. J. Phys.*, 1953, **31**, 267.
[6] Poularikas (A.), Fink (R. W.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 989.
[7] Kumabe (I.), Takehoshi (E.), Ogata (H.), Tsuneoka (Y.), Oki (S.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 155.
[8] Grundl (J. A.), Henkel (R. L.), Perkins (B. L.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 425.
[9] Terrell (J.), Holm (D. M.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 2031.
[10] Khurana, (C. S.), Hans (A. S.), *Nucl. Phys.* 1959, **13**, 1.

DIFFUSION INÉLASTIQUE DES NEUTRONS DE 14 MeV, PAR L'EXCITATION DU NIVEAU DE 9.6 MeV DU CARBONE

Par M. HEYMAN, H. JÉRÉMIE, J. KAHANE et R. SENÉ,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire, Collège de France.

Résumé. — La distribution angulaire des neutrons de 14 MeV diffusés inélastiquement sur le niveau 9,6 MeV du carbone a été obtenue par la mesure des temps de vol. Les résultats de Singletary et Wood [1], obtenus au moyen de plaques nucléaires, ont été améliorés grâce à une meilleure statistique. On a ainsi pu mettre en évidence une asymétrie par rapport à un plan perpendiculaire au faisceau incident, favorisant la diffusion en avant.

Abstract. — The angular distribution of 14 MeV neutrons inelastically scattered by excitation of the 9.6 MeV level of carbon has been obtained by time-of-flight measurement. The result obtained by Singletary and Wood [1] with nuclear emulsions has been improved because of smaller statistical errors. The angular distribution is asymmetric with respect to 90° to the beam, more particles being scattered into forward than into backward angles.

Les résultats déjà obtenus par diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV sur le niveau 4,4 MeV du carbone, et le niveau 2,4 MeV du béryllium [2] ont montré que le modèle du noyau composé n'était pas valable à cette énergie. Les distributions angulaires présentaient en effet une asymétrie, par rapport à 90° ; on peut donc supposer que les neutrons de 14 MeV excitent les premiers niveaux des noyaux légers par un processus d'interaction directe, tout au moins partiellement. Il serait intéressant de savoir si ce processus intervient également, lorsque le nucleon incident laisse plus d'énergie au noyau résiduel.

Le carbone, déjà étudié à 4,4 MeV, possède également un niveau excité à 9,6 MeV. La section efficace de diffusion sur ce niveau est suffisamment forte pour en établir la distribution angulaire.

Le spectre en énergie des neutrons émergents a été mesuré par la technique des temps de vol. Le schéma général du dispositif utilisé est celui employé initialement par Rémy et Winter [3], dans ce laboratoire.

Mais le convertisseur temps-amplitude (chronotron), qui ne donnait pas une stabilité satisfaisante, a été changé. Dans le chronotron de Rémy et Winter, une impulsion formée par la superposition des deux signaux venant des détecteurs d'α et de neutrons, après mise en forme en hauteur et en temps, était écrétée par une diode, qui restituait une impulsion de longueur proportionnelle au temps séparant les deux fronts initiaux. La diode était sensible aux variations de température et de tension de polarisation, et la résolution du système, dans le temps, était moins bonne que la résolution instantanée. Le nouveau chronotron employé, construit par Nguygen-Huu-Xong [4] utilise une lampe 6 BN_6 travaillant à saturation (cette lampe n'est conductrice que lorsque les deux grilles sont simultanément au-dessus du cut-off) et alimentée sous basse tension (20 V). Le chronotron à 6 BN_6 fonctionnant pendant 13 heures (avec un P. M. 5819 RCA, utilisant le pic d'annihilation de ^{22}Na) a une résolution de $1{,}9.10^{-9}$ sec (résolution instantanée : $1{,}8.10^{-9}$ s). Ainsi le pic des neutrons diffusés inélastiquement sur le niveau de 9,6 MeV du carbone, a pu être bien séparé des autres pics de diffusion élastique et inélastique, ce qui n'était pas le cas dans les expériences antérieures.

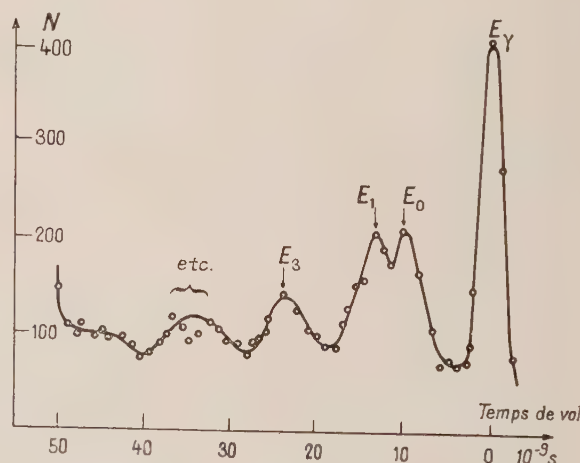


Fig. 1. — Spectre de diffusion ^{12}C(n, n') ^{12}C*.
$\theta_{lab} = 60°$. Parcours : 60 cm,
E_0 : état fondamental.
E_1 : premier niveau excité.
E_3 : 3e niveau : $Q = -9{,}6$ MeV.
etc : niveaux non résolus.

La figure 1 représente le spectre obtenu pour un angle $\theta_{lab} = 60°$. La mesure a duré 3 heures.

Au spectre de diffusion s'ajoute un spectre de hauteur uniforme, dû aux coïncidences fortuites :

cette hauteur peut être évaluée d'après le nombre de coups dans les canaux entre le pic γ et le pic de diffusion élastique.

Un bruit de fond s'ajoute encore au spectre vrai, mais plus faible, celui dû aux réactions parasites, par exemple :



$$^{12}\mathrm{C}(\mathrm{n}, \mathrm{n}')\ 3\ ^{4}\mathrm{He}.$$

L'incertitude sur le nombre de coups comptés par le détecteur vient donc de ces deux composantes du bruit de fond et de l'erreur statistique sur le nombre de coups vrais. Pour un angle θ le nombre des coïncidences vraies sera

$$Nc = n \times N\alpha \times \sigma(\theta) \times \varepsilon(\theta) \times A(\theta)$$

n = nombre d'atomes de carbone,
$N\alpha$ = nombre de particules α sur le moniteur,
$\sigma(\theta)$ = section efficace différentielle,
$\varepsilon(\theta)$ = efficacité du système de détection, pour des neutrons d'énergie $E_\theta > 1{,}2$ MeV,
$A(\theta)$ = coefficient d'absorption dans le diffuseur (pour sa taille finie).

Nous avons calculé l'efficacité et le coefficient d'absorption, et négligé la diffusion multiple. Le rapport du nombre des neutrons diffusés au moins 2 fois au nombre de ceux diffusés 1 fois est de l'ordre de 20 % pour les dimensions du diffuseur $d/\lambda_{E_{14}} = 0{,}6$ (d étant la longueur du diffuseur et $\lambda_{E_{14}}$ le parcours moyen des neutrons de 14 MeV dans le carbone). La majorité des neutrons étant diffusés élastiquement vers l'avant, la répercussion sur la distribution angulaire est faible à côté des erreurs expérimentales.

Calcul de l'absorption. — Le diffuseur a été représenté par un certain nombre de points i disposés de façon régulière. Pour chaque angle le facteur d'absorption peut être écrit

$$A(\theta) = \frac{\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{e}^{-r_2^{\mathrm{i}}/\lambda_{E_\theta}} \times g_{\mathrm{i}}}{\sum_{\mathrm{i}} g_{\mathrm{i}}}$$

$$g_{\mathrm{i}} = I(R) \times \mathrm{e}^{-r_1^{\mathrm{i}}/\lambda_{E_{14}}}$$

λ_{E_θ} est le parcours moyen des neutrons diffusés à l'angle θ_{lab} (sur le niveau étudié).

$I(R)$ est l'intensité relative du faisceau incident en un point de la face d'entrée.

Calcul de l'efficacité. — Le seuil, destiné à éliminer les impulsions trop petites (qui diminuent la résolution et augmentent les fortuites) diminue l'efficacité du système dans le rapport

$$\frac{(E_\theta - E_{\mathrm{seuil}})}{E_\theta}.$$

Les énergies sont ici celles des protons de recul. Ce seuil, déterminé grâce aux protons de la réaction D-D a été imposé ensuite systématiquement à chaque spectre, avec une source ^{22}Na (à 20 % du pic γ de 1,28 MeV, il était de 1,2 MeV).

On avait donc l'efficacité

$$\varepsilon(\theta) = \frac{N_{\mathrm{p}}\,\sigma_{n\mathrm{p}}}{N_{\mathrm{c}}\,\sigma_{n\mathrm{c}}^{\mathrm{tot}} + N_{\mathrm{p}}\,\sigma_{n\mathrm{p}}^{\mathrm{tot}}} \left(1 - \mathrm{e}^{-l/\lambda_{E_\theta}}\right) \frac{E_\theta - 1{,}2}{E_\theta}.$$

(Le carbone ne participe pas à la détection ; l est la longueur du scintillateur, N_{p} et N_{c} les densités atomiques du carbone et de l'hydrogène dans le scintillateur).

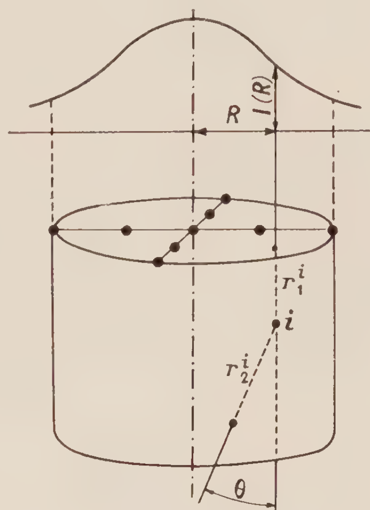


FIG. 2.

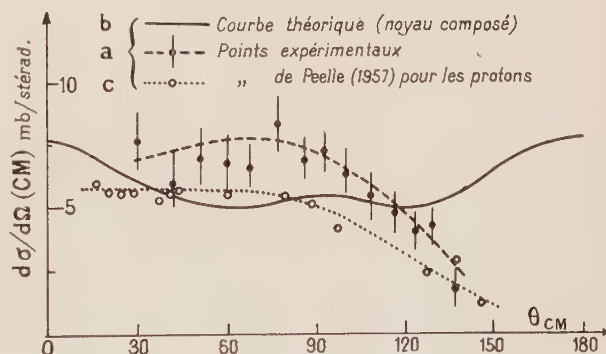


FIG. 3. — Notre distribution des $d\sigma/d\Omega$ obtenus par : ^{12}C(n, n′) ^{12}C*. Niveau $Q = 9{,}6$ MeV. $E_n = 14{,}1$ MeV.

L'échelle des ordonnées pour la section efficace théorique calculée dans le msdèle du noyau composé doit être divisée par un facteur 8.

Les courbes d'absorption et d'efficacité sont représentées sur les figures 4 et 5.

Résultats. — La courbe de distribution angulaire dans le système du centre de masse est représentée sur la figure 3.

La courbe (a) est la distribution que nous avons obtenue, la courbe (b) est la courbe théorique que

nous avons calculée avec le modèle du noyau composé, suivant les indications de Hauser et Feschbach [5].

Les sections efficaces théoriques sont plus petites que celles déduites de l'expérience, et, surtout il n'y a pas de symétrie par rapport à un plan perpendiculaire au faisceau incident. On peut donc conclure que le modèle du noyau composé avec l'hypothèse statistique ne suffit pas à interpréter les résultats obtenus, et qu'il faut étudier un modèle à interaction directe pour cette diffusion.

Des mesures ont été faites pour des protons par Peelle [6]. On voit (courbe c) que l'allure des sections efficaces pour des protons de 17 MeV est la même, ce qui est normal si on suppose que la barrière coulombienne ne joue pas un rôle très important à ces énergies-là dans les noyaux légers.

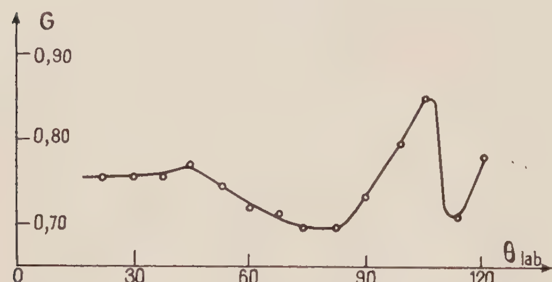


Fig. 5. — Facteur d'atténuation du diffuseur.

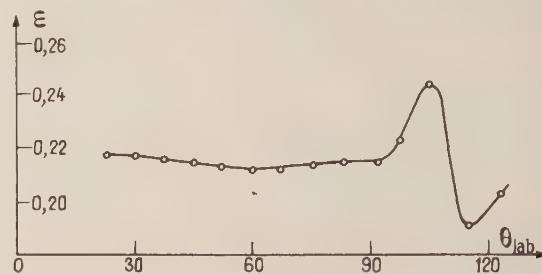


Fig. 4. — Efficacité du compteur neutrons.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Singletary et Wood, *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 1595.
[2] Anderson, Gardner, McClure, Nakada, Wong, *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 572.
[3] Rémy et Winter, *J, Physique Rad.*, 1957, **18**, 112 A.
[4] Nguyen Huu Xuong, d'après un schéma de Green et Bell, *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26-25**, 1018.
[5] Hauser et Feschbach, *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 366.
[6] Peelle, *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1311.

DISTRIBUTION ANGULAIRE DANS LA RÉACTION (n, n')

Par M. DEMEUR,
Université Libre de Bruxelles.

Résumé. — Les réactions à interaction directe sont étudiées à partir d'un hamiltonien dépendant du temps. Ce traitement permet l'introduction explicite des fonctions d'onde des nucléons liés qui interviennent dans la réaction.

Abstract. — Nuclear stripping reactions have been studied by means of a time dependent hamiltonian. The treatment takes into account the wave functions of the bound nucleons involved in the reaction mechanism.

1. Différents traitements des réactions nucléaires à interaction directe ont été proposés. Celui qui va être décrit ici s'apparente à celui de Gerjuoy [1], par le fait qu'on y recherche le coefficient de l'onde sphérique divergente asymptote à la fonction d'onde exacte.

L'hamiltonien du système est supposé discontinu dans le temps : cette hypothèse est plausible puisque les forces varient considérablement sur des distances courtes parcourues en des temps courts. D'autre part, les raccords de fonction d'onde sont simples puisque l'équation de Schrödinger est du premier ordre en le temps. Nous négligerons ici les spins et les interactions coulombiennes ; les corrections dues à ces dernières peuvent être introduites de manière évidente dans le formalisme qui va être présenté.

2. Une première approximation peut être obtenue en ne faisant appel qu'à une seule discontinuité (au temps 0) :

$$H = H_1 \qquad t < 0$$
$$H = H_f \qquad t > 0$$

Toutes les réactions du type stripping, pick-up

ou échange peuvent être traitées ; la réaction (d, p) sera considérée à titre d'exemple

$$H = H_c + T_n + T_p + V_{np} + V_{nc} + V_{np}$$

avec H_c relatif au cœur, T_n et T_p énergies cinétiques du neutron et du proton, V_{np} interaction n-p, V_{nc} (V_{pc}) interaction neutron (proton) — cœur ;

$$H_i = H_c + (T_n + T_p + V_{np})$$
$$H_f = (H_c + T_n + V_{nc}) + T_p.$$

Cette première approximation ignore donc le potentiel V_{pc} et s'apparente à celle de Butler [2]. Le raccord en $t = 0$ s'écrit

$$\psi = \sum_\alpha b_\alpha \ \psi_{i\alpha} = \sum_\beta a_\beta \ \psi_{f\beta}$$

où les $\Psi_{i\alpha}$ et les $\Psi_{i\beta}$ sont respectivement fonctions propres de H_i et H_f. Si, au départ, un seul état (α) est présent nous obtenons comme dans le cas de l'approximation brusque :

$$a_\beta = (i\alpha|f\beta)$$

dont le carré hermitique fournit la distribution angulaire recherchée. Avec des notations évidentes l'amplitude a_β s'exprime par

$$\int \mathrm{d}\bar{r}_n \ \mathrm{e}^{i(\bar{k}_d - \bar{k}_p)\cdot\bar{r}_n} \int \mathrm{d}\bar{r}_c \ \Phi_{ic}(\bar{r}_c) \ \Phi^*_{fcn}(\bar{r}_c, \bar{r}_n)$$
$$\int \mathrm{d}\bar{r}_p \ \mathrm{e}^{-i(\bar{r}_p - \bar{r}_n)\cdot\left(\bar{k}_p - \frac{1}{2}\bar{k}_d\right)} \ \psi_{d(|\bar{r}_n - \bar{r}_p|)}$$

où l'on reconnaît en particulier le facteur de forme du deuton. Cette expression ne diffère de celle de Butler que par l'absence du wronskien de raccord sur la surface nucléaire.

Les réactions de diffusion inélastique ne peuvent être traitées à cette approximation car $H_i \equiv H_f$ et l'orthogonalité des fonctions annule l'amplitude à évaluer.

3. La deuxième approximation fait appel à deux discontinuités (aux temps 0 et T) :

$$H = H_i \qquad t < 0$$
$$H = H_1 \qquad 0 < t < T$$
$$H = H_f \qquad T < t.$$

Les deux raccords fournissent, comme dans le cas de l'approximation soudaine :

$$a_\gamma = \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}E_\gamma T} \sum_\beta (f\gamma|1\beta) \ (1\beta|i\alpha) \ \mathrm{e}^{-\frac{i}{\hbar}E_\beta T}$$

où $|1\beta)$ est une fonction propre de H_1. Si H_1 et H_f sont hermitiens la relation de fermeture permet d'écrire :

$$a_\gamma = (f\gamma|\mathrm{e}^{-\frac{i}{\hbar}(H_1 - H_f)T}|i\alpha).$$

Le temps T joue ici un rôle « analogue » à celui de R dans le traitement de Butler.

En général nous supposerons que l'hamiltonien intermédiaire H_1 est identique à l'hamiltonien complet H. Dans le cas de la réaction (d, p) nous avons :

$$H_1 - H_f = V_{np} + V_{pc}$$

et

$$a_\gamma = (f\gamma| \ \mathrm{e}^{-\frac{i}{\hbar}(V_{np} + V_{pc})T} \ |i\alpha).$$

Les réactions à interaction directe justifient souvent l'usage de l'expression

$$a_\gamma \approx (f\gamma|i\alpha) - \frac{i}{\hbar} T(f\gamma|V_{np} + V_{pc}|i\alpha)$$

où le terme correctif contient l'élément de matrice introduit par Horowitz et Messiah [3]. Le calcul de l'expression complète peut se faire sous une forme compacte.

Dans le cas des diffusions inélastiques la deuxième approximation fournit l'amplitude recherchée. Si nous considérons la réaction (n, n′) nous avons :

$$H_i = H_c + T_n$$
$$H_1 = H_c + T_n + V_{nc}$$
$$H_f = H_c + T_n$$
$$a_\gamma = (f\gamma| \ \mathrm{e}^{-\frac{i}{\hbar}V_{nc}T} \ |i\alpha). \qquad (1)$$

Lorsque l'exponentielle peut être développée et limitée l'amplitude devient égale à

$$a_\gamma \approx -\frac{i}{\hbar} T(f\gamma|V_{nc}|i\alpha)$$

qui est analogue à l'élément de matrice de l'approximation de Born.

Le paramètre T est l'intervalle de temps pendant lequel le système total est rassemblé de manière à ce que tous ses constituants soient en interaction (d'où l'utilisation de $H_1 \equiv H$) Dans le cas de l'interaction directe, T est donné par le quotient d'une longueur égale à quelques rayons nucléaires par la vitesse du projectile. Lorsqu'il y a formation d'un noyau composé, T n'a plus de lien avec l'énergie du projectile ; en principe, c'est la durée de vie moyenne de l'état intermédiaire qui fixe alors T.

Il est parfois utile de considérer l'approximation suivante qui introduit trois discontinuités ; c'est le cas des réactions dont les produits peuvent interagir tout en ayant quitté le champ du noyau final.

4. Considérons à titre d'exemple le cas d'une réaction (n, n′) sur un noyau formé d'un cœur et d'un nucléon optique ; nous supposerons que ce nucléon passe de l'état $1s$ à l'état $2p$ (dans un potentiel d'oscillateur) et que l'interaction V_{nc} est de la forme

$$\frac{1}{2} m\omega^2 (\bar{r} - \bar{s})^2$$

où $\bar{r}$ est la coordonnée du neutron $\bar{s}$ celle du nucléon optique. La formule (1) conduit à une distribution angulaire du type

$$K_z^2 \, e^{-K^2 \frac{2\hbar}{m\omega} \frac{(1+w)^{1/2}}{w}}$$

où $\overline{K} = \bar{k} - \bar{k}'$ ($\bar{k}$ et $\bar{k}'$ étant les vecteurs d'onde du neutron avant et après la réaction) et $w = \omega T$

Si T est très grand, seul K_z^2 contribue à la distribution angulaire. Si au contraire il s'agit d'une interaction directe, le terme exponentiel entre en jeu. Dans les deux cas la distribution diffère sensiblement du résultat obtenu au moyen d'une interaction de surface [4]. L'examen de l'amplitude a_γ (avant intégration) indique que cette différence est due à l'introduction de la fonction d'onde du nucléon excité.

BIBLIOGRAPHIE

[1] GERJUOY (E.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 645.

[2] BUTLER (S. T.), *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A **208**, 559.

[3] HOROWITZ (J.) et MESSIAH (A.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 695.

[4] AUSTERN, BUTLER et MCMANUS, *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 350.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 384.

DIFFUSION INÉLASTIQUE DE NEUTRONS A BASSE ÉNERGIE

Par V. NAGGIAR,

C. E. N., Saclay.

Résumé. — Voici quelques résultats expérimentaux que nous avons obtenus à Saclay, Mme M. Conjeaud, Mlle D. Szteinsznaider et moi-même. Nous avons mesuré à basse énergie la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par ^{56}Fe, ^{127}I et ^{209}Bi correspondant au premier niveau d'excitation du noyau résiduel.

Nous discriminons les neutrons correspondant à ce niveau par leur coïncidence avec le γ de désexcitation de ce niveau. Nous éliminons l'effet de cascade éventuelle de niveaux supérieurs sur ce niveau en plaçant le seuil du détecteur à neutrons suffisamment haut.

Nous avons trouvé qu'à 3,2 MeV la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par le fer (niveau 850 keV) est isotrope à $\pm$ 10 % et celle des neutrons diffusés inélastiquement par le bismuth (niveau de 900 keV) isotrope à $\pm$ 10 %.

Nous avons mesuré aussi l'asymétrie par rapport à 90° dans la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par l'iode (niveau de 60 keV). Nous avons vu que, jusqu'à 6,5 MeV de neutrons incidents, le nombre des neutrons diffusés inélastiquement à 30° est le même à 20 % près que celui des neutrons diffusés à 150°.

En conclusion, nous n'avons pas décelé d'interaction directe dans la diffusion inélastique des neutrons à basse énergie.

Abstract. — Here are some experimental results that we have obtained at Saclay, Mrs M. Conjeaud, Miss D. Szteinsznaider and myself. We have measured the angular distribution of the inelastic scattered neutrons on ^{56}Fe, ^{127}I and ^{209}Bi connected, with the first excited level of the residual nucleus.

We discriminate the neutrons corresponding to this level by their coincidence with the γ from disexcitation of this level. We eliminate the eventual cascades from the higher levels by setting a bias high enough on the neutron detector.

We have found that at 3.2 MeV the angular distribution of the neutrons inelastically scattered by iron (level at 850 keV) is isotropic at $\pm$ 10 % and by bismuth (level at 900 keV) it is isotropic at $\pm$ 10 %.

We have measured also the asymmetry about 90° of the angular distribution of neutrons inelastically scattered by iodine (level at 60 keV). We have found that up to 6.5 MeV of incident neutrons the number of neutrons scattered at 30° is the same as at 150° with 20 % approximation.

To conclude, we have not detected any direct interaction in the inelastic scattering of neutrons at low energy.

SUR LA MESURE D'INTERVALLES DE TEMPS COURTS

Par J. DUCLOS, R. Van ZURK, S. ANDRÉ, J. FLEURY,
Centre d'Études Nucléaires, Grenoble.

Résumé. — Deux appareils à coïncidences rapides ont été étudiés pour la spectrométrie des neutrons rapides par temps de vol, et pour la mesure des périodes courtes (10^{-9} s à 10^{-10} s) : Un chronotron permettant l'analyse automatique sur un sélecteur d'amplitude multicanaux (2.10^{-10} s par canal) ; un circuit différentiel à coïncidence très rapide (5.10^{-10} s) et à un canal mobile ; en outre un convertisseur temps-amplitude, dérivé de l'appareil de Bell, est en cours d'étude.
On donne une description rapide de ces appareils et les performances obtenues.

Abstract. — Two fast coincidences circuits have been studied for fast neutron time of flight spectrometry and for short half life measurements : a chronotron able to analyse automatically with a multichannel height analyser (2.10^{-10} per channel) ; a differential very fast coincidence circuit with a movable channel. Also a time to height converter derived from the Bell circuit is studied. A short description of these circuits and the performances obtained are given.

1. Introduction. — Les mesures de temps courts, de l'ordre de quelques 10^{-9} s, à quelques 10^{-10} s, effectuées au laboratoire tant en ce qui concerne la spectrométrie des neutrons rapides par temps de vol, que la mesure de certaines périodes γ où les études entreprises sur le positronium, nous ont amenés à construire trois systèmes de sélecteur en temps. Les deux premiers systèmes détectent une coïncidence quand les centres de gravité des impulsions d'entrée sont confondus, alors que dans le troisième système c'est le front de montée des impulsions d'entrée qui sert de référence. Ces trois appareils utilisent le tube 6BN6.

2. Chronotron multicanaux type O'Neil. — 1° A partir du chronotron de O'Neil, nous avons réalisé un appareil utilisant les circuits d'enregistrement d'un sélecteur d'amplitude à 100 canaux. Une dilatation de temps est obtenue à l'aide d'une distribution de 20 lampes 6BN6, et d'une ligne à grand retard. Celle-ci nous permet d'effectuer une interpolation continue entre les valeurs discrètes que donne le chronotron de O'Neil.

De ce fait la largeur du canal peut être aussi petite qu'on le désire.

On a effectué, avec cet appareil, des coïncidences (n, α) à partir de la réaction (d, t). La largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution est de 2.10^{-9} s. Un photomultiplicateur Radiotechnique 51 AVP étant utilisé pour la détection des α et un photomultiplicateur Radiotechnique 53 AVP pour la détection des neutrons. Ces photomulti-

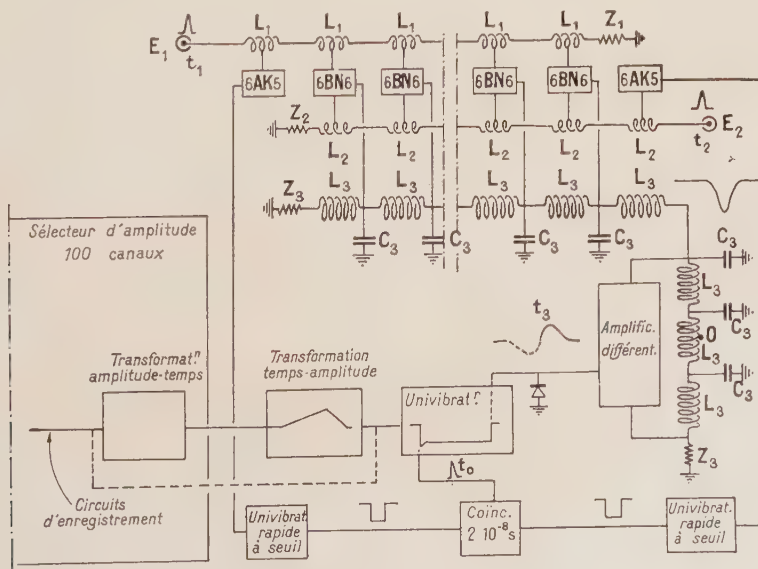


Fig. 1. — Schéma de principe du chronotron.

plicateurs étaient suivis d'amplificateurs distribués.

D'autre part avec des photomultiplicateurs Radiotechnique 56 AVP, équipés de scintillateurs organiques contenant du P. terphényl et du POPOP dans du polystyrène, nous avons effectué des coïncidences γ - γ à partir d'une source de ^{60}Co.

La largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution était de 7.10^{-10} s.

On a enfin effectué une courbe de coïncidences simultanées entre les photons γ de 1,28 MeV et les photons γ de 0,511 MeV obtenus par annihilation dans la tefflon des positrons correspondants.

Cette courbe fait apparaître une période longue $T\ 1/2 = (1{,}32 \pm 0{,}15)\ 10^{-9}$ s et une période courte de $T\ 1/2 = (2{,}1 \pm 0{,}5)\ 10^{-10}$ s.

Nous avons également testé le chronotron en alimentant chacune de ces deux voies par des impulsions aléatoires sans corrélation de temps. La courbe obtenue laissait paraître une non linéarité différentielle de + ou — 15 %. Il paraît assez difficile d'obtenir une très bonne linéarité. Cela supposerait notamment que les 20 tubes 6BN6 aient des caractéristiques identiques ; malgré un tri sévère les caractéristiques varient encore dans de limites supérieures à ± 10 %.

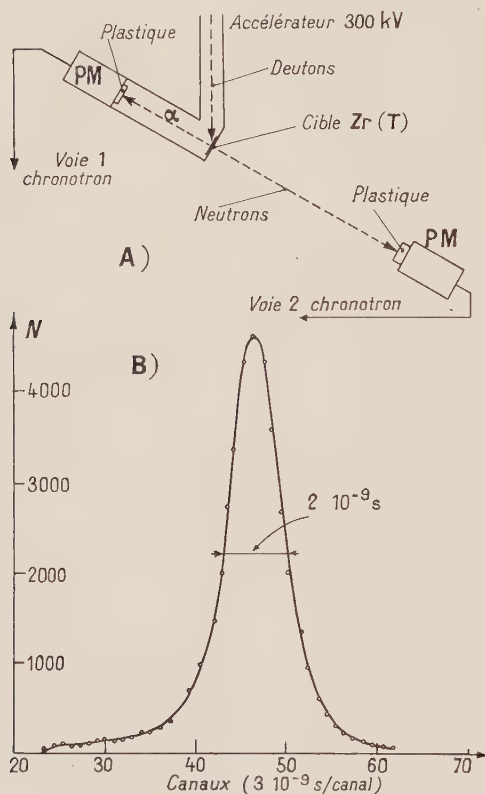


Fig. 2. — Spectromètre à neutrons rapides par temps de vol. A : Dispositif expérimental. — B : Courbe de résolution. En abscisses, lire : 3.10^{-10} s/canal.

2° *Circuit différentiel de coïncidence* 5.10^{-10} *s à un canal.* — Cette non linéarité est particulièrement gênante pour les mesures de vie moyenne, aussi nous avons étudié un circuit de coïncidence différentiel à trois tubes 6BN6, utilisable comme sélecteur en temps à un canal mobile. Le principe de fonctionnement est le suivant : pour deux impulsions en coïncidence dans le circuit il apparaît sur la plaque de chaque 6BN6, une impulsion d'amplitude proportionnelle au « degré de coïncidence » des impulsions d'entrée sur ses propres grilles. Les conditions pour que ce circuit délivre un signal de coïncidence sont que l'amplitude des impulsions sur les plaques des 6BN6 latérales soient égales ou voisines et que simultanément l'impulsion de la 6BN6 centrale dépasse un certain seuil, supérieur aux résidus que donnent les impulsions uniques. Avec ce circuit, seules les deux 6BN6 latérales doivent être sélectionnées ; la sélection est donc plus facile et on peut définir un canal plus étroit et moins dépendant des impulsions d'entrée.

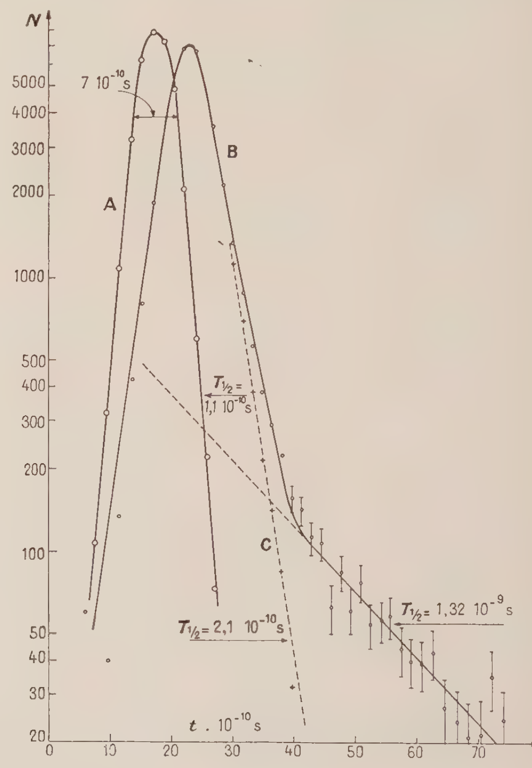


Fig. 3.

A : Courbe de coïncidences simultanées γ-γ obtenue à partir d'une source de ^{60}Co.

B : Courbe de coïncidences retardées entre les photons γ de 1,28 MeV de ^{22}Na et les photons γ de 0,511 MeV résultant de l'annihilation dans le téflon des positrons correspondants.

C : Courbe déduite de B en retranchant la période longue.

La position relative des courbes A et B sur la figure est arbitraire.

Nous avons effectué avec ce circuit des coïncidences γ - γ du ^{60}Co. Le temps de résolution est de $7,2.10^{-9}$ s avec une efficacité de 85 % et $4,6.10^{-10}$ s avec une efficacité de 40 %. Le seuil physique de l'appareillage est dans ce cas de 400 keV pour des hautes tensions d'alimentation des photomultiplicateurs de 1 850 volts.

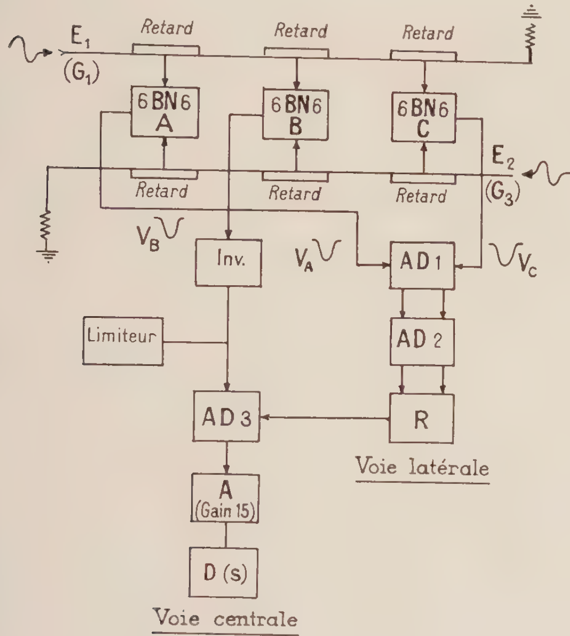


FIG. 4. — *Schéma du circuit.*
A : Amplificateur.
AD : Amplificateur différentiel.
D(S) : Discriminateur (seuil S).
R : Redresseur.

3° *Circuit de conversion temps-amplitude type Bell.* — Toutefois les avantages des systèmes multicanaux, surtout en ce qui concerne la durée des expériences, nous ont conduit à étudier un convertisseur temps-amplitude permettant l'analyse automatique et simultanée de tous les canaux, mais de principe plus simple que le chronotron et donnant une réponse linéaire. Il s'agit d'un système dérivé des convertisseurs de Neilson (1955) et de Green (1958).

Les impulsions d'entrée sont mises en forme en amplitude et en durée, puis appliquées aux deux grilles de commande d'un seul tube 6BN6, qui est débloqué pendant le temps de superposition ; le courant constant de ce tube charge la capacité d'anode à une tension qui est donc proportionnelle au temps de recouvrement. L'impulsion ainsi obtenue est amplifiée linéairement et appliquée à l'entrée d'un sélecteur d'amplitude multicanaux. Le tube 6BN6 est alimenté à basse tension de façon à ce que des impulsions de l'ordre du volt suffisent à le faire passer du blocage à la saturation ; mais dans ces conditions le signal utile est très faible. Une difficulté est alors apparue concernant la réponse parasite due à la transmission directe par

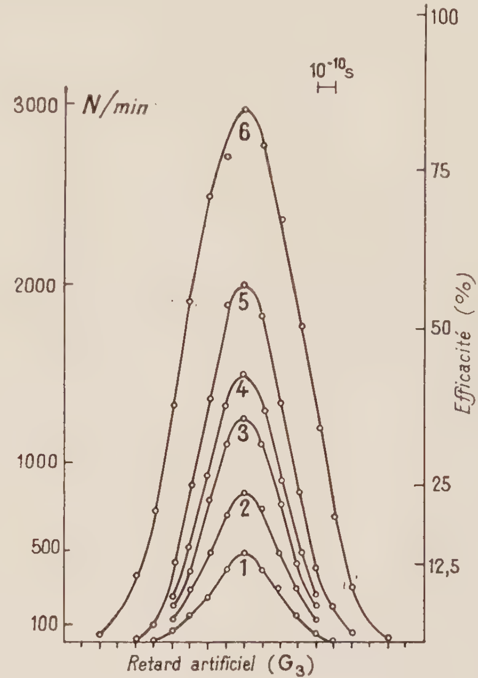


FIG. 5. — Courbes de coïncidences $\gamma . \gamma(^{60}Co)$ pour des valeurs de gain décroissantes de la voie latérale.

N^{os} des courbes	$2T$
1	$4,2.10^{-10}$ s
2	$4,6.10^{-10}$ s
3	$4,6.10^{-10}$ s
4	$4,6.10^{-10}$ s
5	$5,4.10^{-10}$ s
6	$7,2.10^{-10}$ s

la capacité grille No 3-anode, qui est de l'ordre de la capacité anode-masse. L'impulsion appliquée sur la grille 3 est accompagnée d'un résidu négatif dont l'amplitude et la position dépendent de la forme de l'impulsion d'entrée. Le résidu s'ajoutant au signal utile crée donc une certaine dépendance du signal de sortie vis-à-vis de l'amplitude d'entrée.

L'étude de ce circuit convertisseur temps-amplitude doit être poursuivie avant de le comparer notamment au chronotron.

CONVERTISSEUR TEMPS - AMPLITUDE A POUVOIR DE RÉSOLUTION ÉLEVÉE (*)

Par S. GORODETZKY, R. RICHERT, R. MANQUENOUILLE et A. KNIPPER,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Nous donnons les performances d'un convertisseur temps-amplitude. La courbe de résolution avec les rayons γ du ^{60}Co à une largeur à mi-hauteur d'environ 4.10^{-10} s. La pente à deux décades en dessous du maximum est d'environ $4{,}5.10^{-11}$ s.

Abstract. — The resolution curve for ^{60}Co gamma rays taken with a fast time to amplitude converter exhibits a full width at half maximum of about 4.10^{-10} s. The slope at two decades below the maximum is about 4.5×10^{-11}.

Principe. — Le schéma d'ensemble est donné par la figure 1, où seul le convertisseur délai-amplitude est représenté en détail.

Les impulsions, provenant de deux photomultiplicateurs, sont dirigés vers des limiteuses opérant la mise en forme en amplitude. A la sortie de ces limiteuses se fait la superposition et la mise en forme en durée des impulsions. Une lampe bloquée discrimine les impulsions en coïncidence des impulsions isolées. Une seconde limitation garantit une amplitude bien constante avant l'intégration de l'impulsion dépassant le niveau de discrimination.

Performances. — La figure 2 montre la courbe amplitude-délai pour une certaine amplification des impulsions sortant du convertisseur.

Les parties courbes correspondent aux montées et aux descentes des impulsions qui se superposent. La pente de la partie rectiligne dépend de l'amplification. On peut donc réduire ou dilater l'axe des temps pour l'adapter à la sensibilité de la mesure à effectuer. Un amplificateur à seuil à l'entrée de l'analyseur multicanaux élimine la partie courbe aux faibles amplitudes.

La résolution de l'électronique sans photomultiplicateurs, a été mesurée avec les impulsions d'un générateur à relai à mercure. Elle est égale à $1{,}3.10^{-10}$ s et correspond à celles des circuits les plus rapides publiés.

Nous avons utilisé des photomultiplicateurs 56 AVP de la Radiotechnique, sur lesquels étaient montés des scintillateurs plastiques NE 102 de 15 mm de diamètre et de 25 mm de hauteur, dont la vie moyenne de désexcitation est égale à 4.10^{-9} s ; le réglage du potentiel de l'électrode de focalisation permettait de n'utiliser que la partie correspondante de la photocathode.

(*) Une étude plus détaillée du circuit va paraître dans *Nuclear Instruments*.

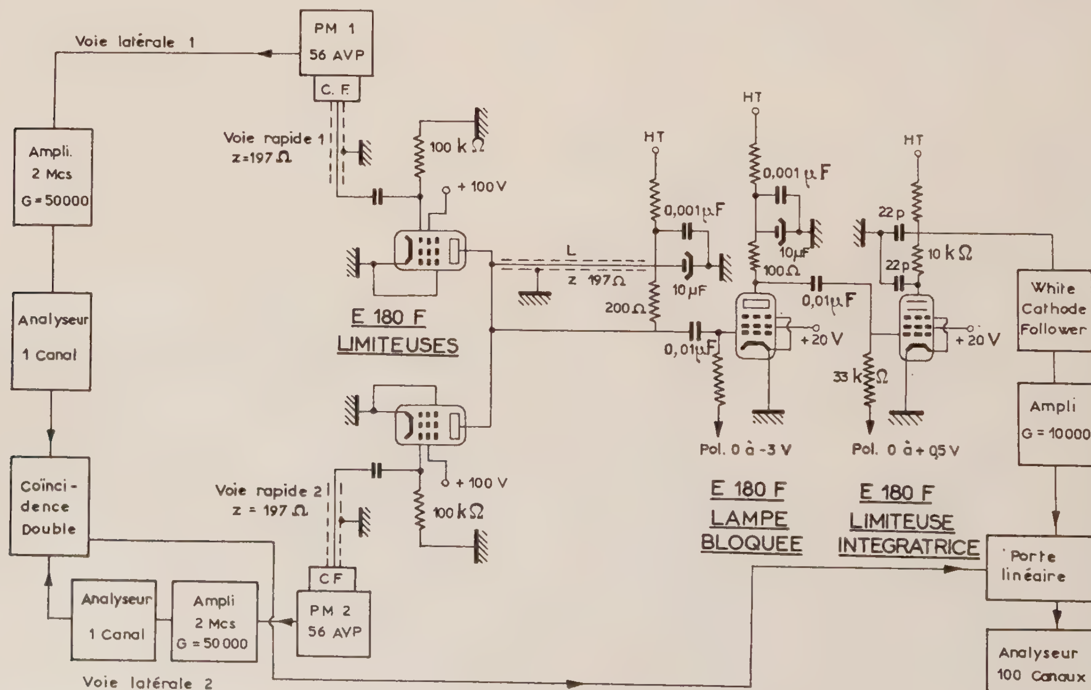


FIG. 1. — Convertisseur Temps-Amplitude.

La courbe de résolution de la figure 3 a été obtenue en sélectionnant dans les canaux latéraux une énergie de 900 keV définie à 5 % près ; la source utilisée était une source de ^{60}Co.

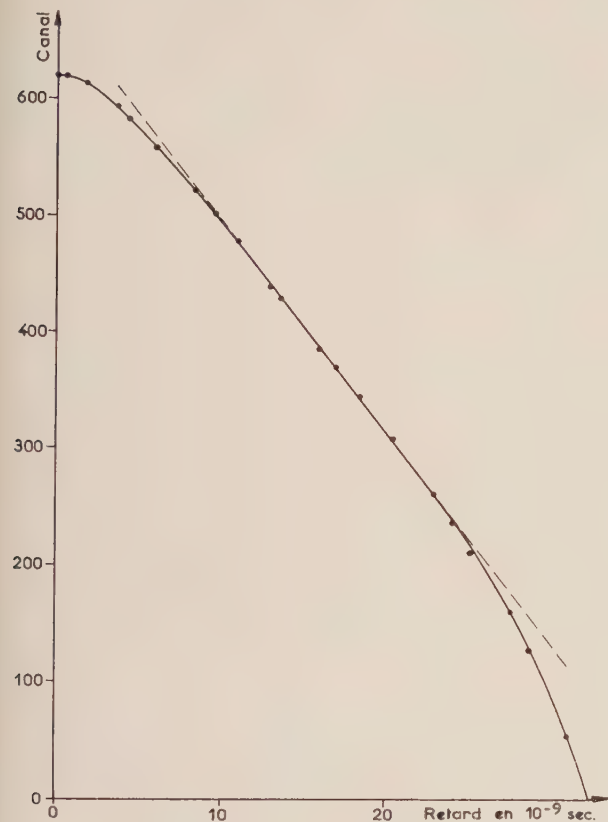


Fig. 2. — Courbe Amplitude-Délai. Largeur du canal : $5{,}45.10^{-11}$ s dans la zone linéaire.

D'autre part R étant le nombre total de photoélectrons produits dans la scintillation, nous avons ajusté la haute tension des photomultiplicateurs de telle sorte que les limiteuses du circuit de coïncidences rapides soient amenées au cut-off par 0,15 R photoélectrons environ. Dans ces conditions la résolution est $2\tau_0 = 4{,}16.10^{-10}$; cette valeur est affectée d'une erreur de l'ordre de 5 % due au calibrage. Nous avons tracé en pointillé la parabole passant par le maximum et ayant la même largeur à mi-hauteur ; notre courbe de résolution s'en écarte assez peu ; la pente déterminée en un point situé à 2 décades au-dessous du maximum donne $t_{1/2} = 4{,}5.10^{-11}$ s, soit approximativement $t_{1/2} = 0{,}11 \times 2\tau_0$. La valeur trouvée pour $2\tau_0$ est du même ordre que celle publiée par R. E. Bell et al. [1]. Elle semble d'autre part, en accord avec la théorie initialement développée par S. Colombo et al. [2] et récemment complétée par E. Gatti et V. Svelto [3].

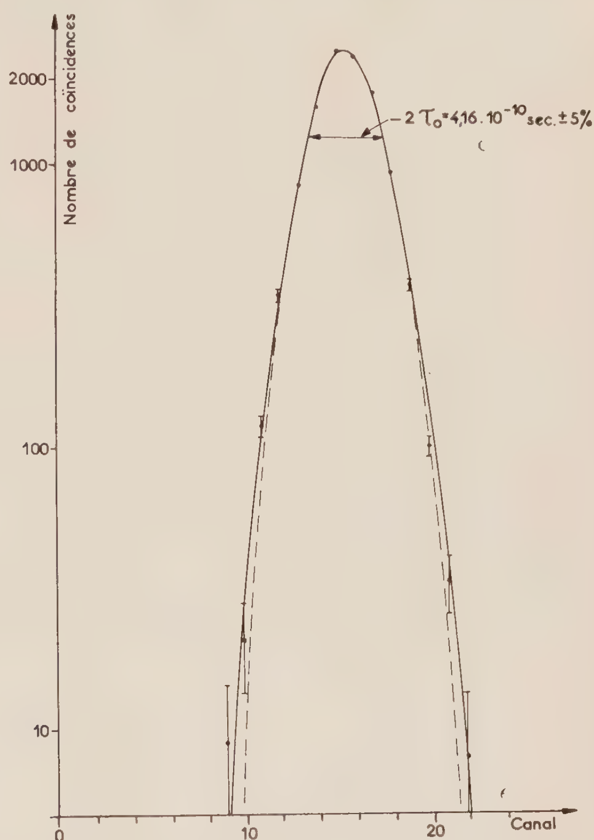


Fig. 3. — Courbe de Résolution prompte en ^{60}Co. Largeur de canal : $1{,}04.10^{-10}$ s.

Essais de fonctionnement. — Comme essai final du circuit nous avons repris la mesure de la vie moyenne du niveau excité à 1 290 keV du ^{182}W, qui avait été mesurée par Sunyar [4]. Nous trouvons $t_{1/2} = 1{,}03.10^{-9}$ s. L'erreur statistique calculée selon la méthode de Peierls [5] est inférieure à 1 % et l'erreur de calibrage estimée à environ 2 %. Le résultat peut donc être exprimé par $t_{1/2} = (1{,}03 \pm 0{,}03)10^{-9}$ s. Cette mesure constitue une preuve de la linéarité de notre convertisseur.

La stabilité de l'ensemble s'est révélée excellente ; nous n'avons pas constaté de variations appréciables sur des périodes de fonctionnement de l'ordre de plusieurs jours.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bell (R. E.), Jorgensen (M. H.), *Nucl. Physics*, 1959, **4**, 413.
[2] Colombo (S.), Gatti (E.), Pignanelli (M.), *Nuovo Cimento*, 1957, **5**, 1739.
[3] Gatti (E.), Svelto (S.), *Nuclear Instruments*, 1959, **4**, 189.
[4] Sunyar (A. W.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1122.
[5] Peierls (R.), *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **149** A, 467.

MESURE DE DURÉE DE VIE D'ÉTATS EXCITÉS PAR CONVERSION TEMPS-AMPLITUDE

Par J. SAMUELI et A. SARAZIN,
Institut d'Études Nucléaires, Alger.

Résumé. — Un circuit de conversion temps-amplitude est utilisé pour la mesure d'intervalles de temps compris entre 0,1 et 10 ns. Sa résolution pour le rayonnement d'annihilation du ^{22}Na est de 0,7 ns. La détermination de la durée de vie du niveau gamma de 80 keV de l'iode-131 est décrite comme application.

Abstract. — A time to pulse height converter covering the range from 0.1 to 10 ns is described. The resolution, for ^{22}Na gamma ray annihilation radiation is 0.7 ns. The system has been used to measure the lifetime of the 80 keV gamma transition of ^{131}I.

Introduction. — Les techniques de mesure d'intervalles de temps courts prennent actuellement une grande extension.

Les mesures de durée de vie d'états excités, les déterminations de vitesses de particules par temps de vol, les mesures de temps de montée d'impulsions rapides et de leurs fluctuations en sont des exemples.

Le circuit présenté ici est un circuit de conversion temps amplitude. Il permet d'obtenir immédiatement une distribution en temps, à l'aide d'un sélecteur multicanaux. Il est adapté à l'étude d'intervalles de temps compris entre 10^{-10} et 10^{-8} seconde.

Le principe et les avantages de la conversion temps amplitude sont bien connus [1, 2]. Le présent circuit est du type additif.

Montage électronique. — Le convertisseur est composé de deux circuits de mise en forme identiques suivis d'un circuit d'addition, d'un discriminateur et d'un intégrateur.

Le schéma général est donné figure 1.

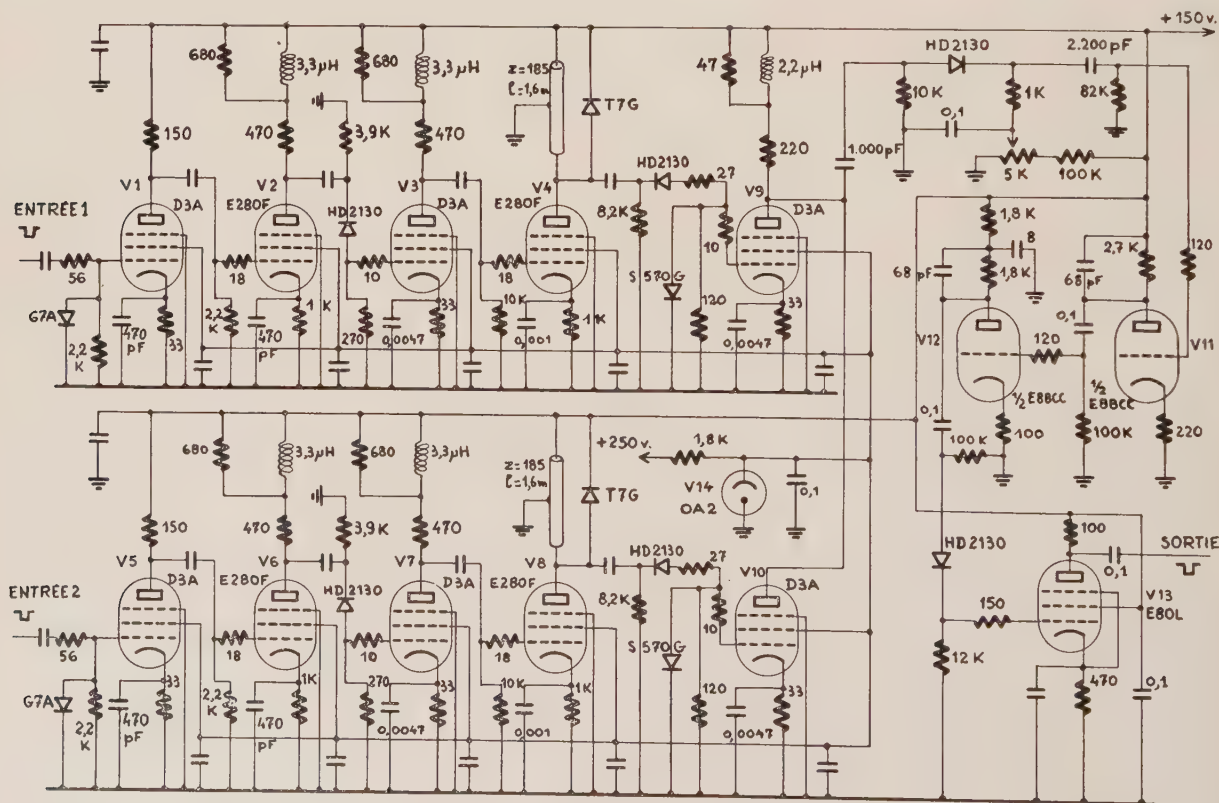


Fig. 1.

Schéma général du Convertisseur temps-amplitude. Les capacités sont toutes des 0,01 μF sauf indications contraires.

Les tubes V_1, V_2, V_3 et V_4 composent le premier circuit de mise en forme. Les impulsions d'entrée doivent être de polarité négative, d'amplitude comprise entre 0,5 et 20 volts et de pente inférieure à 2.10^{-9} seconde par volt. Elles peuvent avoir une largeur quelconque supérieure à 2.10^{-9} seconde.

Le circuit est plus spécialement conçu pour recevoir des impulsions courtes fournies, par exemple, par des compteurs à scintillation rapides ou par des compteurs Cerenkov. Il s'accommode cependant sans inconvénient d'impulsions larges ou de très grandes amplitudes. A cet effet les faibles valeurs des capacités de découplage de cathode des divers tubes introduisent une contre-réaction sélective limitant la largeur des signaux dès le second tube. Les signaux très rapides sont au contraire amplifiés et allongés.

L'ensemble V_1, V_2 et V_3, dont V_1 et V_3 sont montés en limiteurs, permet donc une première standardisation des signaux avant d'attaquer V_4 dont la charge anodique est un câble d'impédance 185 ohms (RG 114 U). V_4 délivre une impulsion de 14 millimicrosecondes de largeur.

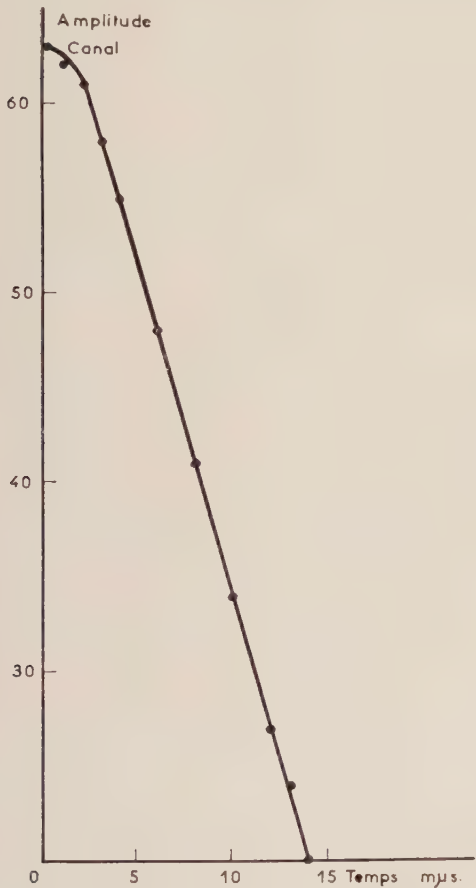


Fig. 2. — Réponse du circuit de conversion.

Les tubes utilisés D3A et E280F Siemens ont des pentes respectives de 35 et 26 mA/V.

Le circuit d'addition est constitué par les tubes V_9 et V_{10} dont la charge anodique est commune. Ces tubes servant de nouveau de limiteurs, permettent d'avoir des impulsions à front de montée rapide.

La discrimination s'effectue par une diode Hughes HD 2 130.

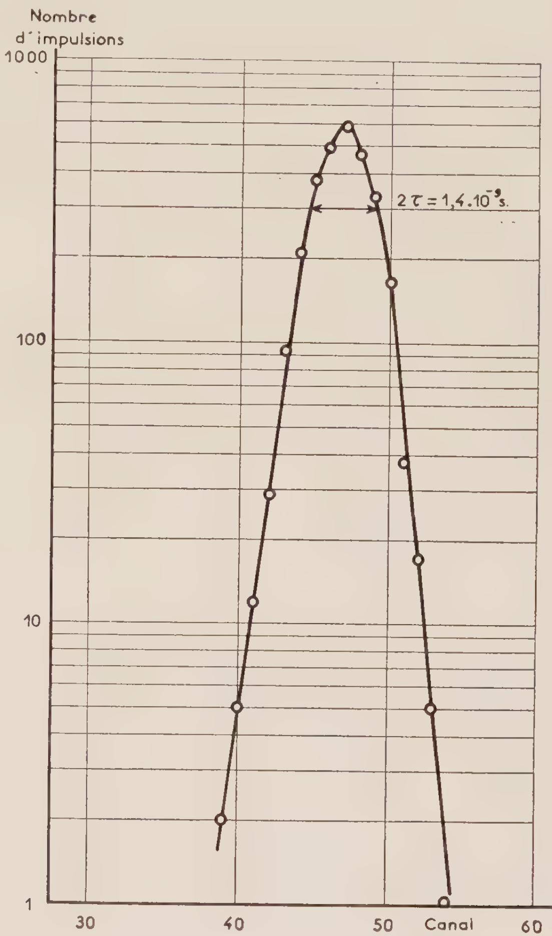


Fig. 3. — Courbe de résolution (Source ^{22}Na, scintillateurs plastiques).

A la sortie du discriminateur le signal obtenu est intégré par les deux triodes d'une E88CC. Le tube de sortie E80L sert d'adaptateur d'impédance.

Les signaux de sortie sont négatifs, de largeur à mi-hauteur 0,3 μs et de temps de montée 0,1 μs. Ils peuvent être envoyés après amplification sur un sélecteur multicanaux à mémoire magnétique.

Caractéristiques. — La figure 2 donne la courbe d'étalonnage et la linéarité du convertisseur.

Le temps de restitution des circuits de mise en forme est de 120 ns.

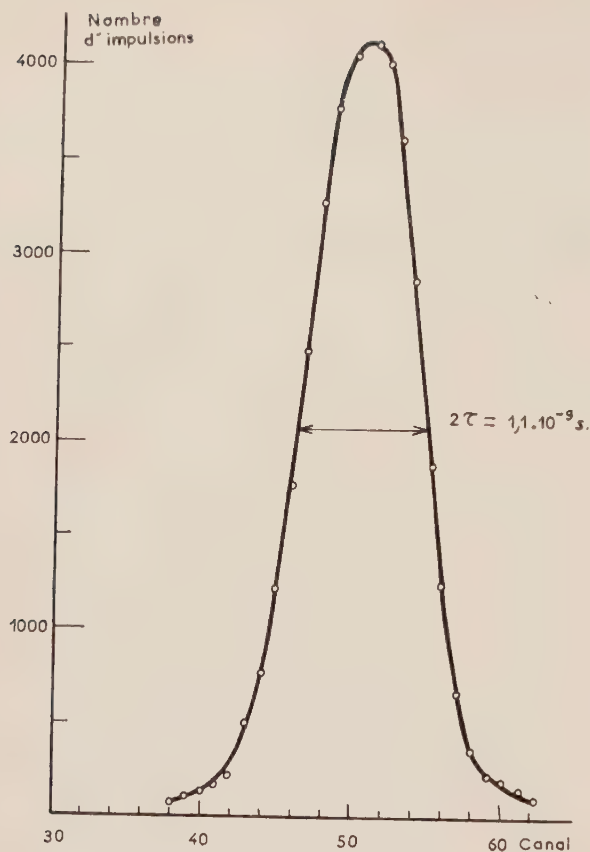


FIG. 4. — Courbe de résolution.
(^{60}Co, scintillateurs plastiques).

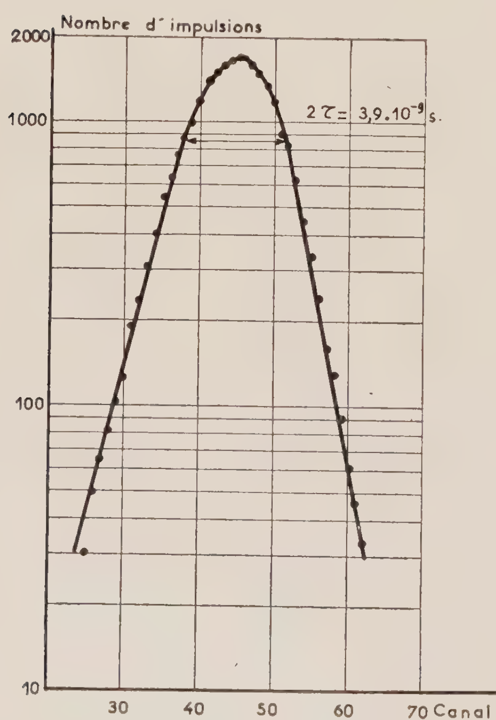


FIG. 5. — Courbe de résolution
(^{22}Na, scintillateurs Na I (Tl).)

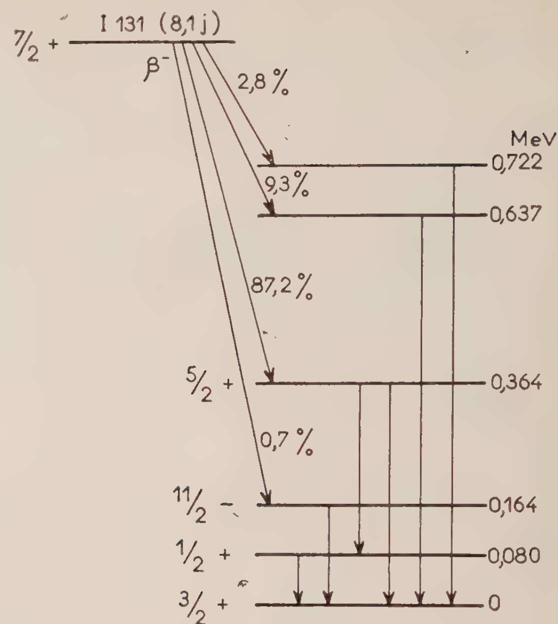


FIG. 6. — Schéma de désintégration de ^{131}I.

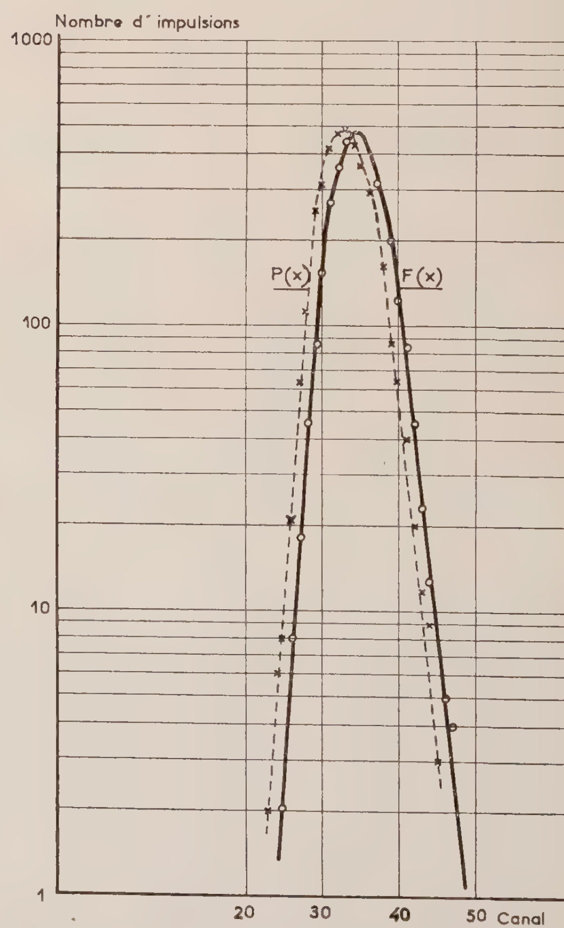


FIG. 7. — Courbe de coïncidences retardées des rayonnements de 284 et 80 keV de l'iode 131.

Courbes de résolution. — La figure 3 donne la courbe de résolution obtenue pour les rayonnements d'annihilation du ^{22}Na, avec deux photomultiplicateurs 56 AVP Radiotechnique et des scintillateurs plastiques NE 102 (Nuclear Entreprise). A noter que cette courbe reste identique lorsqu'on perturbe une des voies par des impulsions parasites. A cet effet, on a placé, près d'un des scintillateurs, une source de Co 60 (15 000 impulsions détectées par seconde).

La figure 4 donne la courbe de distribution des temps séparant les gamma de 1,17 et 1,33 MeV du cobalt 60 (plastiques NE 102).

La figure 5 donne la courbe de résolution obtenue, pour le ^{22}Na, avec deux scintillateurs NaI (Tl).

Dans tous les cas, on utilise des circuits latéraux de sélection d'énergie par la méthode « rapide-lente » classique. Pour les plastiques NE 102 on n'accepte que la partie supérieure du spectre Compton. Pour les scintillateurs NaI (Tl), on utilise les pics photoélectriques.

Application à la mesure de la durée de vie du niveau de 80 keV de l'iode 131. — Le schéma de désintégration de l'iode 131 a été déterminé par de nombreux travaux [3]. La figure 6 rappelle ce schéma.

En utilisant une paire de spectromètres bêta, Bell, Graham et Petch [3] ont montré que le rayonnement gamma de 80 keV suivait les bêta de 608 keV avec une période de $(4,8 \pm 2)\ 10^{-10}$ seconde.

Nous avons effectué la mesure de la durée de vie de ce niveau par conversion temps amplitude sur les deux gamma de 284 et 80 keV. Les scintillateurs étaient des plastiques NE 102. Les circuits de sélection latérale n'acceptaient que la partie supérieure du spectre Compton des deux gamma. Le sélecteur utilisé après le convertisseur était un 100 canaux « Intertechnique ».

La figure 7 donne les courbes lente et rapide $F(x)$ et $P(x)$. La courbe rapide a été obtenue avec une source de Na22 et la même sélection d'énergie.

La valeur obtenue est

$$T\ 1/2 = (2,9 \pm 0,6)\ 10^{-10}\ \text{s}.$$

Remerciements. — Les auteurs souhaitent exprimer leurs remerciements à M. le Pr A. Blanc-Lapierre, directeur de l'Institut d'Études Nucléaires d'Alger pour les conseils et l'aide qu'il leur a apportés.

BIBLIOGRAPHIE

[1] NEILSON (G. C.), JAMES (D. B.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 1018.
[2] SAMUELI (J.), SARAZIN (A.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 109 A.
SARAZIN (A.), SAMUELI (J.), DUCROS (G.), *Nuclear Instr.*, 1959, **5**, 44.
[3] BELL (R. E.), Beta and Gamma Ray Spectroscopy (Siegbahn) chap. XII, 1955.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 393.

DISPOSITIF DE PULSATION RAPIDE POUR UN ACCÉLÉRATEUR ÉLECTROSTATIQUE DE BASSE ÉNERGIE

Par B. CHEYNIER, J. L. LEROY et K. PRELEC (1),
C. E., N. Saclay.

Résumé. — La pulsation est opérée sur le faisceau sortant d'un accélérateur de 300 kV. Après une analyse magnétique, le faisceau est défléchi par un champ électrique transversal haute fréquence ; un diaphragme placé après ce champ opère un hachage du faisceau. Le paquet d'ions ainsi formé est raccourci par une modulation de vitesse synchronisée avec le balayage. Des impulsions d'une durée de quelques 10^{-9} s, avec une fréquence de 6,8 MHz sont ainsi obtenues. Le courant moyen des ions arrivant sur la cible est alors 1/5 à 1/6 du courant arrivant sur cette cible en l'absence de pulsation.

Abstract. — The ion beam obtained from a 300 kV Cockroft-Walton accelerator after magnetic analysis, is swept by a transverse radio frequency electric field. The beam is chopped by a slit placed after the sweeping field. The emerging ion pulse is then bunched by an axial radio frequency electric field. The ion pulse duration on the target is a few 10^{-9} s. for a 6.8 MHz frequency ; the mean current on the target is then 1/5 to 1/6 of the current without pulsation.

Ce dispositif a été réalisé pour équiper un accélérateur Cokroft-Walton de 300 kV, et pourra également être utilisé avec un accélérateur électrostatique SAMES de 600 kV ; il nous permettra de réaliser des expériences de spectrométrie des neutrons dans le domaine de quelques MeV, par la méthode du temps de vol.

Les neutrons sont produits au moyen de l'une

(1) Institut Rudjer Bošković de Zagreb.

ou l'autre des réactions D(T, ^{4}He)n ou D(D, ^{3}He)n. La première donne des particules α associées faciles à détecter, et qui ont été souvent utilisées pour définir l'instant d'émission des neutrons dans les expériences de temps de vol rapide ; cependant cette méthode ne convient pas dans le cas où les neutrons sont utilisés dans un angle solide très large, par exemple dans la mesure par la méthode de l'anneau de la distribution angulaire des neutrons diffusés. Par contre, la particule ^{3}He associée au neutron produit par la réaction D(D,^{3}He)n, est très difficile à détecter au moyen d'un scintillateur à faible temps de décroissance.

Il nous a semblé utile, pour ces différentes raisons, de construire un dispositif de pulsation rapide pour notre générateur de neutrons, afin de pouvoir en tirer un meilleur parti.

La méthode la plus couramment utilisée [1], [2] pour pulser le faisceau d'un accélérateur électrostatique consiste à balayer le faisceau au moyen d'un champ électrique transversal alternatif devant un diaphragme, de manière à ne le laisser passer que pendant une faible fraction de la période de balayage.

Cette méthode présente l'inconvénient de réduire considérablement l'intensité de la source de neutrons, et, dans le cas où le faisceau sortant de l'accélérateur se compose de deutons, de produire sur le diaphragme un bruit de fond neutronique important par la réaction d, d.

Ce dernier inconvénient peut être évité si l'on place le dispositif de balayage entre la source d'ions et l'accélérateur proprement dit [3]. Pour éviter les complications technologiques de cette dernière solution, et aussi pour accroître le courant utile, nous avons préféré effectuer le balayage après accélération et faire subir au paquet d'ions ainsi formé une modulation de vitesse pour le raccourcir autant qu'il est possible. Cette solution, qui a été employée plusieurs fois, notamment par Flerov [4] et Nakada [5], présente l'inconvénient d'augmenter de quelques pour cent la dispersion d'énergie des ions du faisceau ; mais dans le cas qui nous occupe, l'énergie des neutrons étant surtout due à la réaction nucléaire qui les produit, cette dispersion a un effet négligeable sur le spectre des neutrons sortant de la cible.

Description (fig. 1). — Le faisceau de particules accélérées, après analyse magnétique, pénètre dans un déflecteur qui se compose essentiellement de deux plaques planes parallèles, placées de chaque côté du faisceau, et d'un diaphragme placé après les plaques, à 45 cm environ du centre de celles-ci. A l'une des plaques, on applique la tension alternative de balayage, et à l'autre plaque, on applique une tension continue. Le champ électrique transversal au centre du déflecteur est alors de la forme :

$$E(t) = E_0 + E_m \sin \omega t.$$

La déviation angulaire β du faisceau est donnée, à la sortie du réflecteur, par l'expression :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{a}{2U_0}\left(E_0 + \frac{2\sqrt{2}}{\pi} E_m \sin \omega t\right).$$

Cette expression est établie dans le cas où la longueur a du déflecteur satisfait à la relation :

$$\frac{\omega a}{v_0} = \frac{\pi}{2}$$

v_0 représente la vitesse des particules et U_0 la tension qui les accélère.

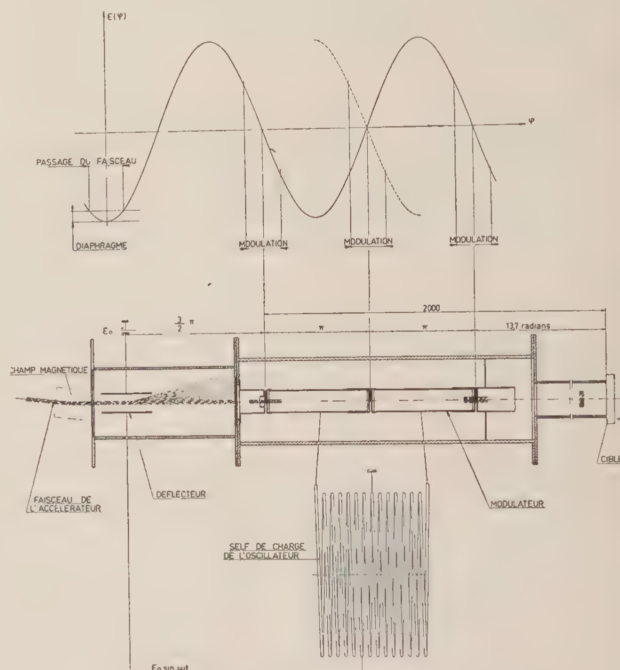


Fig. 1.

Si on prend soin d'ajuster le champ continu E_0 de manière que :

$$E_0 = -\frac{2\sqrt{2}}{\pi} E_m ;$$

la déviation β devient alors :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{aE_0}{2U_0}(\sin \omega t - 1).$$

Cette expression montre que la déviation ne s'annule qu'une seule fois par période. Le champ E_m est choisi de manière que le faisceau puisse traverser le diaphragme pendant 1/6 de la période environ.

Le paquet d'ions ainsi obtenu traverse successivement deux électrodes de modulation cylindriques auxquelles on applique des tensions sinusoïdales, égales entre elles mais de signes contraires, synchronisées avec celle appliquée au déflecteur.

La distance entre le milieu des plaques de déflexion et la première fente de modulation est parcourue par les ions en un temps équivalent à une variation de $\left(\frac{3}{2}\right) \pi$ de la tension alternative : de cette façon, le début du paquet d'ions est freiné par le champ électrique, tandis que la fin de ce paquet est accélérée.

La longueur des électrodes de modulation est choisie de manière que la variation de phase de la tension alternative soit de π pendant le temps de transit des particules à travers une des électrodes ; ainsi, l'effet des deux dernières fentes de modulation s'ajoute bien à celui de la première. Le rapport α entre la valeur de crête de la tension de modulation U_m et la tension d'accélération U_0, est donné

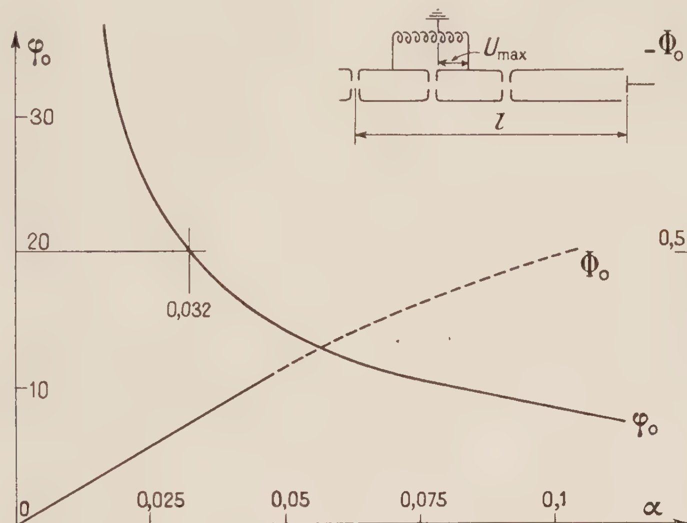


FIG. 2. — Distance de regroupement en fonction du taux de modulation.
($\alpha = U_{max}/U_0$, $\varphi = \omega l/v_0$).

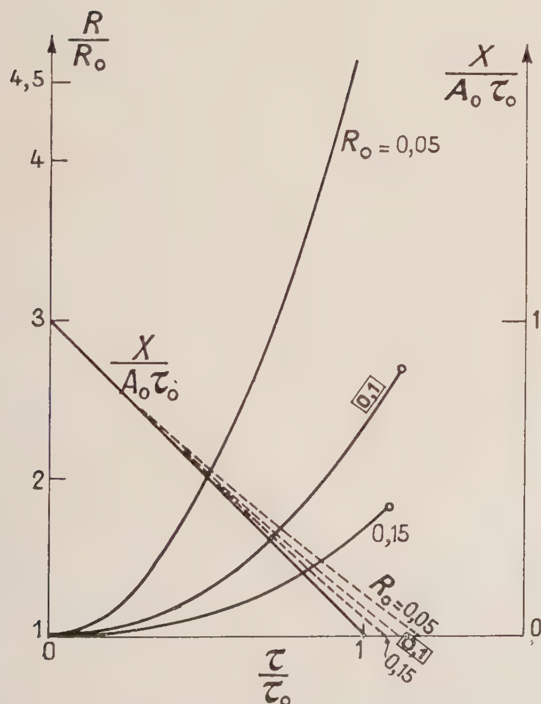


FIG. 3. — Effet de la charge d'espace sur le paquet d'ions $C = 0{,}02$.

par la figure 2, en fonction de la distance séparant la première fente et la cible.

Notre appareillage correspond aux valeurs suivantes : avec une tension d'accélération des deutons de 200 kV, la fréquence de l'oscillateur est de 6,85 MHz ; et lorsque la cible se trouve à 2 m de la première fente de modulation, la tension crête de modulation est de 6 400 V. La puissance fournie par l'oscillateur est alors de 400 W environ.

L'effet de la charge d'espace sur le regroupement d'un paquet d'ions a été étudié en supposant que la densité de charges dans le paquet est uniforme et qu'elle le demeure au cours du temps ; l'équation différentielle obtenue n'est pas linéaire et a été intégrée dans différents cas au moyen du calculateur électronique arithmétique Ferranti de Saclay.

La figure 3 représente quelques-uns de ces cas ; les courbes cotées $R_0 = 0{,}1$ correspondent sensiblement à notre appareil avec un courant d'ions de 100 μA. La charge d'espace a ici pour effet d'augmenter de 10 % la distance à laquelle se produit le regroupement, et de multiplier le rayon du paquet d'ions par 2,7.

Les calculs concernant cet appareillage ont été faits par M. K. Prelec et seront publiés prochainement sous forme de rapport CEA. Les résultats de ces calculs ont été traduits sous forme de courbes en coordonnées réduites permettant d'ob-

tenir rapidement les principaux paramètres d'un appareillage de pulsation.

Différents systèmes de balayage et de modulation de vitesse ont été envisagés. En particulier il a été montré que la tension sinusoïdale n'était pas la meilleure pour effectuer le regroupement, et on a calculé la forme de la tension $U(t)$ qui permettrait de regrouper la totalité du faisceau en une suite de paquets très brefs.

Méthode de mesure de la bouffée de neutrons. — Pour évaluer la durée de la bouffée de neutrons, nous opérons de la manière suivante : deux compteurs à neutrons, composés chacun d'un scintillateur plastique et d'un photomultiplicateur 56 AVP, sont placés au voisinage immédiat et de chaque côté de la cible tritium-titane disposée à l'extrémité du tube de regroupement. Les deux compteurs à neutrons actionnent un convertisseur temps-amplitude à 6BN6 dont le temps maximum d'analyse est un peu inférieur à la période du dispositif de pulsation. Si des coïncidences se produisent, ce sont nécessairement des coïncidences fortuites entre deux neutrons de 14 MeV de la même bouffée, le retard entre eux ne peut donc dépasser la largeur de la bouffée, augmentée de la largeur de la fonction de résolution du système de mesure ; cette dernière a été mesurée par la méthode de la particule associée ; elle est de 1,6 ns à mi-hauteur.

Les premiers résultats semblent confirmer les prévisions des calculs ; nous espérons donc obtenir une bouffée de neutrons ayant une durée inférieure à 3 ns, avec une intensité de l'ordre de 1/6 de celle qu'on obtiendrait avec un faisceau continu.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cranberg (L.) and Levin (J. S.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 434 et *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 343.
[2] Ballini (R.) et Kuo (L. G.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, n° 4, 47 A.
[3] Parker (V. E.), King (R. F.), Banta (H. E.), Judish (J. P.), *Bull. Amer. Phys., Soc.*, 1956, **1**, 70.
[4] Flerov (N. N.) and Tamanov (E. A.), *Atomnaya Energiya*, 1957, **3**, n° 744.
[5] Nakada (M. P.), Ashby (V. J.), Harris (M.) and Klein (W.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1956, **1**, 69.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 396.

ENSEMBLE DÉTECTEUR POUR ÉTUDES DE DIFFUSION

Par R. CHAMINADE, M. CROS, M. CRUT et A. PAPINEAU,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous donnons les principales caractéristiques du dispositif détecteur et de l'électronique utilisés pour les expériences de diffusion α à 44,4 MeV avec sélection de la nature des particules diffusées.

Abstract. — We describe the main characteristics of the detectors and associated electronics used in scattering experiments at 44,4 MeV incident α particle energy. The electronics is intended for selection of the kind of particle.

Le dispositif détecteur que nous avons employé est semblable à celui utilisé pour la diffusion des protons [1].

Seul, le télescope de mesure a été modifié par l'utilisation d'un compteur proportionnel à deux sections en remplacement du scintillateur mince mesurant la perte d'énergie $\Delta E/\Delta X$ des particules diffusées.

La figure 1 représente ce télescope de mesure. A partir de l'entrée de ce télescope on trouve successivement :

1° Un compteur proportionnel précédé d'un diaphragme en tantale d'épaisseur 8/10 mm, d'ouverture 5 mm de large et 8 mm de haut, limitant le champ vu par le télescope.

Ce compteur comporte deux sections et mesure la perte d'énergie ΔE qu'y subit la particule. Il est rempli sous une pression équivalente à 20 cm de mercure d'un mélange argon + 2 % CO_2. Derrière ce compteur un second diaphragme de tantale de 4 × 7 mm définit angulairement les conditions de mesure.

2° Précédé d'une fenêtre en mica aluminé, de masse superficielle totale 2,3 mg/cm², on trouve un scintillateur INa(Tl) mesurant l'énergie E de la particule.

C'est un monocristal clivé (1) de largeur 12 mm, de hauteur 15 mm et d'épaisseur 1 mm juste suffisante pour arrêter les particules α d'énergie

(1) Sans défauts.

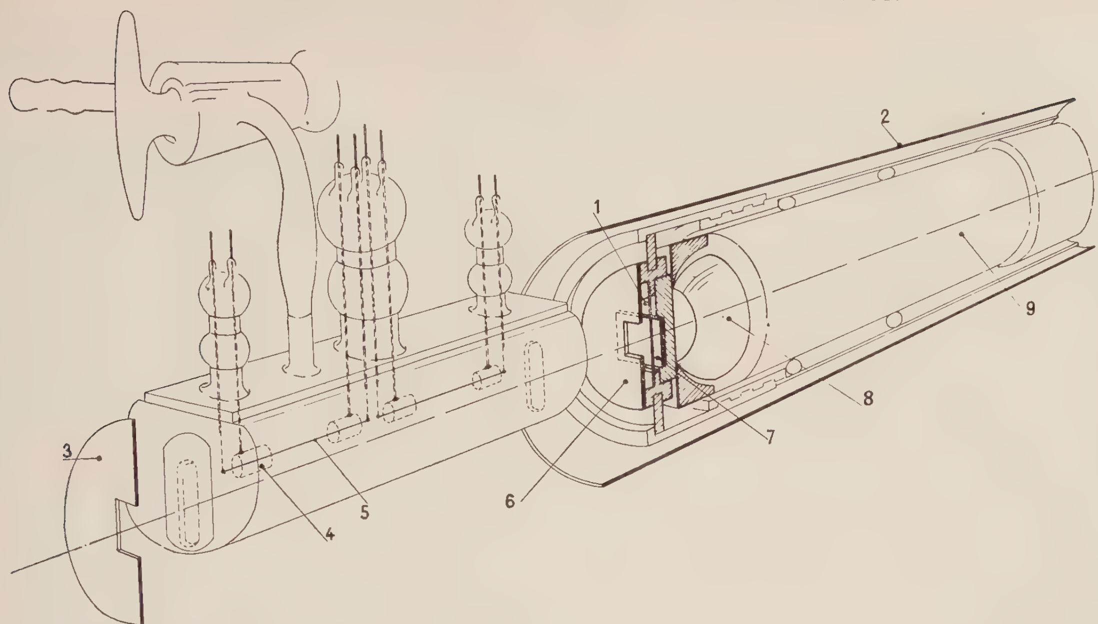


Fig. 1. — Télescope de mesure avec compteur proportionnel. 1 : Fénêtre mica aluminé. — 2 : Blindage mumétal. — 3 : Diaphragme de garde ($H = 8$ mm, $L = 5$ mm). — 4 : Anneau de garde ($\Phi = 2{,}5$). — 5 : Moly. 7/100. — 6 : Diaphragme de mesure ($H = 7$ mm, $L = 4$ mm). — 7 : Cristal I Na (Tl). — 8 : Guidede lumière. — 9 : Photomultiplicateur.

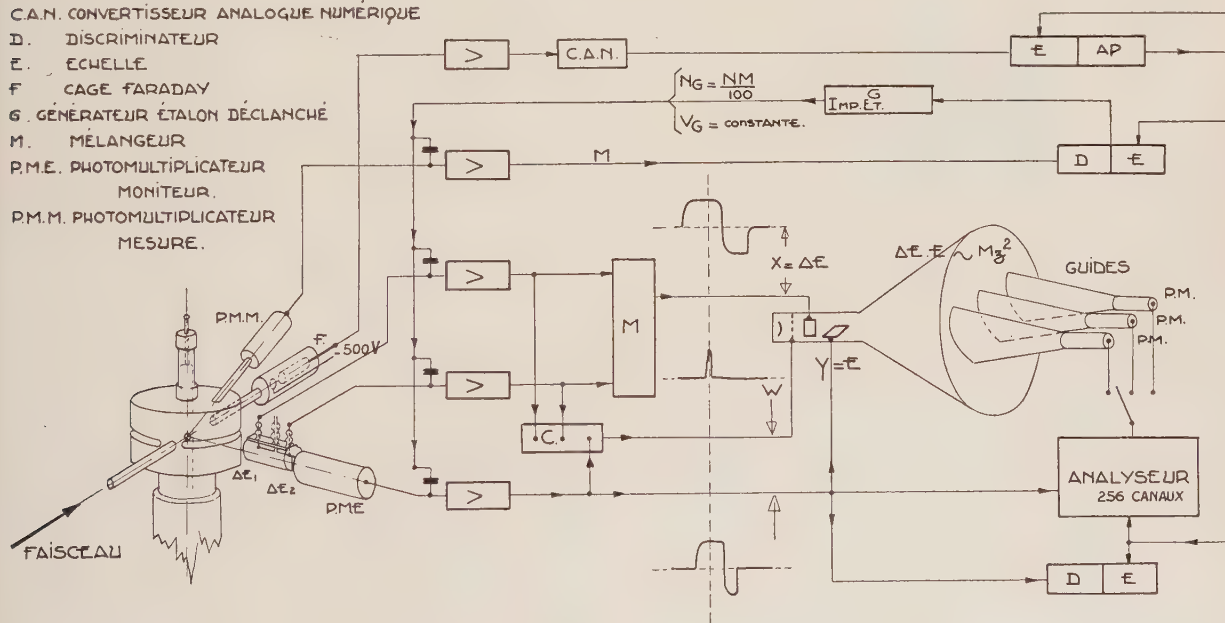


Fig. 2. — Schéma fonctionnel du dispositif électronique sélectionnant la nature des particules diffusées. A la fin de la légende, en haut à gauche de la figure, lire : P. M. E., *Photomultiplicateur de mesure*, et P. M. M., *Photomultiplicateur moniteur.*

maximum. Il est scellé dans un boîtier étanche fermé par la fenêtre de mica et par un guide de lumière répartissant la scintillation sur l'ensemble de la photocathode d'un photomultiplicateur EMI 6 097 F sélectionné en uniformité et sensibilité de photocathode.

Le dispositif électronique est semblable à celui décrit précédemment [1]. Une description un peu plus détaillée est donnée ici.

La figure 2 représente le bloc diagramme, très simplifié, de l'ensemble électronique dont voici les traits essentiels :

Les amplificateurs comportent une mise en forme par ligne à retard dès le préamplificateur, évitant ainsi toute surcharge à grand régime de comptage et procurant, par son maximum en forme de plateau, la mise en mémoire nécessaire aux opérations de sélection de particules. Une deuxième mise en

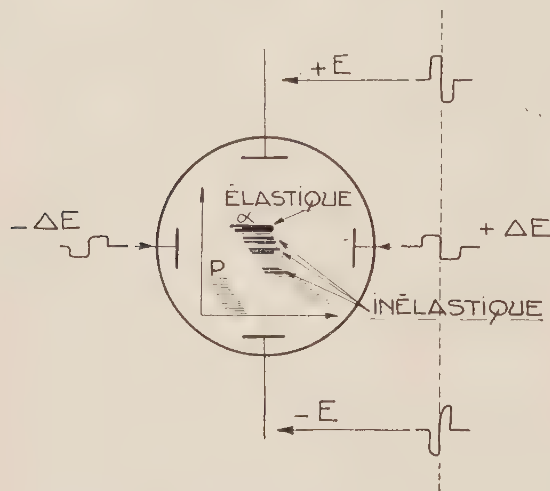


Fig. 3. — Vue schématique de l'écran du tube à rayons électroniques représentant le produit $E.\Delta E$.

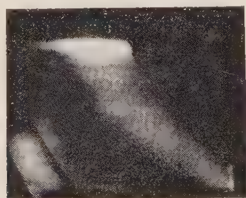


Fig. 4. — Photographie de l'écran. Faisceau incident α 44,4 MeV. Cible : Ni 58.

forme par ligne, en cours d'amplification, assure la constance du niveau zéro à tous régimes, sans nécessité de restitution par diode.

Le dispositif de sélection de particules est basé sur la proportionnalité du produit $\Delta E.E$ au produit MZ^2, M étant le nombre de masse et Z le nombre de charge de la particule. Le dispositif utilisé dérive de celui décrit par F. Aschenbrenner [2].

Le montage permettant la mesure du produit $\Delta E.E$ utilise un tube à rayons électroniques dont l'alimentation est stabilisée et le spot éteint au repos.

La déflexion horizontale est commandée par la moyenne des tensions sortant des deux amplificateurs reliés aux compteurs proportionnels mesurant ΔE. La déflexion verticale est commandée par l'amplificateur associé au scintillateur mesurant l'énergie E.

Le spot est intensifié au début du plateau des impulsions par la coïncidence du front avant des impulsions des trois amplificateurs dans le circuit C. Bien entendu, les divers circuits comportent les lignes à retard nécessaires pour assurer les concordances de temps requises.

La figure 3 représente l'écran du tube à rayons électroniques ; à chaque impulsion, un point fixe lumineux illumine cet écran, d'autant plus à droite que la perte d'énergie ΔE est plus grande et d'autant plus haut que l'énergie E est plus élevée.

Les points lumineux se placent donc sur les zones hyperboliques de même valeur de produit $\Delta E.E$.

La figure 4 est une photographie de l'écran de ce tube prise lors de la réaction $\alpha\alpha'$ sur ^{58}Ni à l'angle de 22°5. La zone hyperbolique de droite correspond aux particules α, la zone de gauche aux protons.

Retournant à la figure 2, on peut voir les guides de lumière profilés de façon à canaliser la lumière de la zone sélectionnée vers un photomultiplicateur déverrouillant l'analyseur d'amplitudes à 256 canaux relié à l'amplificateur de la voie E. On analysera ainsi la distribution énergétique des particules diffusées ayant satisfait à la sélection de nature :

Pour compléter l'ensemble électronique un générateur de test G est déclenché toutes les 100 impulsions du groupe élastique du moniteur. Ce générateur est couplé capacitivement à l'entrée de chacun des préamplificateurs ; il sert à tester la stabilité de gain, à mesurer le rendement général de l'ensemble et à centraliser les indications du moniteur sur l'analyseur d'amplitudes.

On voit aussi quelques échelles de numération dont l'une sert à mesurer, après conversion du type analogue numérique, la charge intégrée dans la cage de Faraday, une autre étant affectée à la mesure du nombre d'impulsions élastiques du moniteur.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *Nuclear Physics*, 1959, **13**, 397-406.

[2] Aschenbrenner (F.), *Physical Rev.*, 1955, **98**, 657.

ÉTUDE DE LA DIFFUSION INÉLASTIQUE DE PARTICULES ALPHA DE 44,4 MeV SUR ^{58}Ni, ^{60}Ni, ^{64}Ni

Par R. BEURTEY, P. CATILLON, R. CHAMINADE, M. CRUT, H. FARAGGI, A. PAPINEAU, J. SAUDINOS et J. THIRION,

Section de Physique Nucléaire à Moyenne Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Utilisant le faisceau analysé de particules α de 44,4 MeV du cyclotron de Saclay, une recherche des niveaux préférentiellement excités lors de la diffusion inélastique de ces particules sur ^{58}Ni. ^{60}Ni, ^{64}Ni a été effectuée. Le dispositif expérimental de détection et sélection de particules est celui décrit par M. Chaminade. Le spectre énergétique des particules émises montre l'excitation préférentielle de niveaux vers 1,4 ; 4 ; 5 ; 6 et 10 MeV. Les courbes de distributions angulaires de particules α émises abandonnant le noyau dans ces différents états d'excitation sont données. Ces courbes présentent des oscillations caractéristiques de l'interaction de surface. Une interprétation préliminaire selon le modèle de Blair est donnée.

Abstract. — Using the 44.4 MeV alpha particle beam of the Saclay cyclotron, a study of the states preferentially excited in (α, α') experiments was made. The energies of these states and the angular distributions of the inelastically scattered α particles leaving the nucleus in these excited states are given.

The application of the Blair inelastic diffractional calculations allows us to give parity assignment to some of the levels.

Utilisant le faisceau analysé [1] de particules α de 44,40 $\pm$ 0,05 MeV du cyclotron de Saclay, une étude des niveaux préférentiellement excités lors de la diffusion inélastique sur les trois isotopes ^{58}Ni, ^{60}Ni, ^{64}Ni a été entreprise. Le dispositif expérimental de détection et sélection des particules est décrit par M. Chaminade [2]. La résolution en énergie du système total était dans tous les cas inférieure à 1,5 % pour $E_{\alpha} = 44$ MeV. L'intensité du faisceau effectivement utilisé était de l'ordre de 1/10 μA. Le point d'impact du faisceau sur la cible était un rectangle de 6×3 mm^2.

La figure 1 montre le spectre énergétique des particules α émises à $\theta_{lab} = 29°5$ pour les trois isotopes étudiés. On constate, pour certaines énergies d'excitation, un accroissement de la section efficace correspondant à l'excitation préférentielle d'un niveau ou d'un groupe de niveaux. La figure 2 donne les valeurs des énergies de ces niveaux. L'épaisseur des traits donne une idée des intensités relatives avec lesquelles ces différents niveaux sont excités. Les niveaux indiqués en pointillés sur la figure sont effectivement excités, mais nous ne leur avons pas associé de distribution angulaire.

Le premier niveau excité dans les trois cas correspond effectivement au premier niveau d'excitation des trois isotopes et il est connu comme étant 2^+. De l'étude des niveaux à 4 MeV, faite au M. I. T. (corrélation α, $\alpha'\gamma$) [3], il ressort que l'on doit leur attribuer le spin 3 et la parité -. Ces niveaux sont analogues à ceux de 2,9 MeV excités dans le zinc par (α, α') [4] et à ceux excités par (p, p') dans différents éléments [5]. Dans le cas du nickel naturel, Wall signale de plus l'existence de niveaux à 6,33 et 10,2 MeV [6].

Nous avons étudié les distributions angulaires des particules alpha abandonnant le noyau dans ces différents états d'excitation préférentielle. La figure 3 donne la variation $(d\theta/d\Omega)_{c.m.}$ pour l'excitation de ces niveaux en fonction de $\theta_{c.m.}$ dans le cas de ^{60}Ni. Pour rendre plus claire la figure, les différentes courbes ont dû être décalées les unes par rapport aux autres, ce qui explique le facteur de réduction appliqué à la section efficace différentielle et indiqué à la gauche de chaque courbe.

On constate que toutes ces courbes, à l'exception peut-être de celles correspondant aux états d'excitation les plus élevés, présentent l'aspect

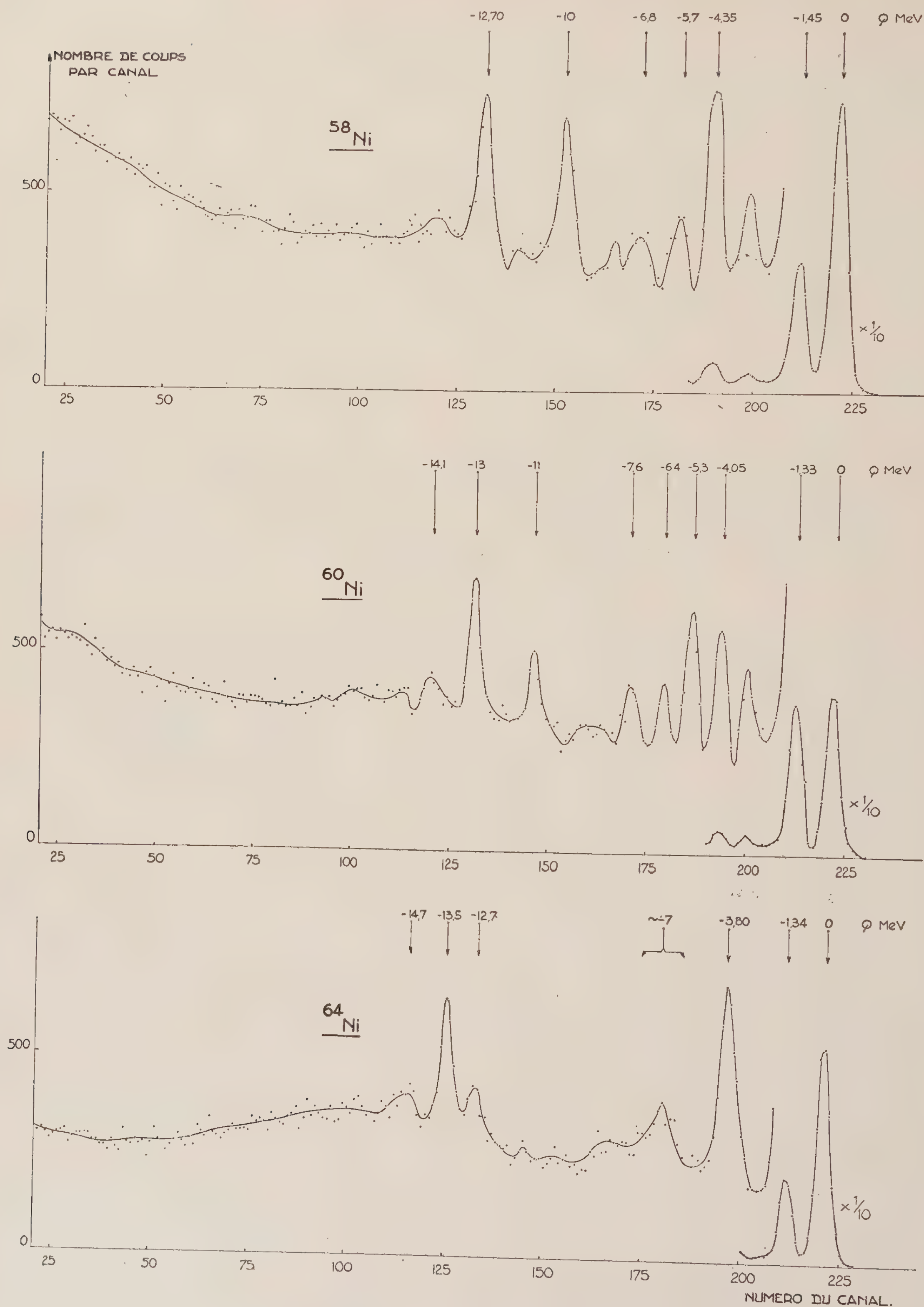


FIG. 1. — Spectres d'énergie des α diffusés à $\theta_{lab} = 29°5$; $E_\alpha = 44,4$ MeV.

d'une figure de diffraction. De la position des maximums d'une courbe de diffusion inélastique

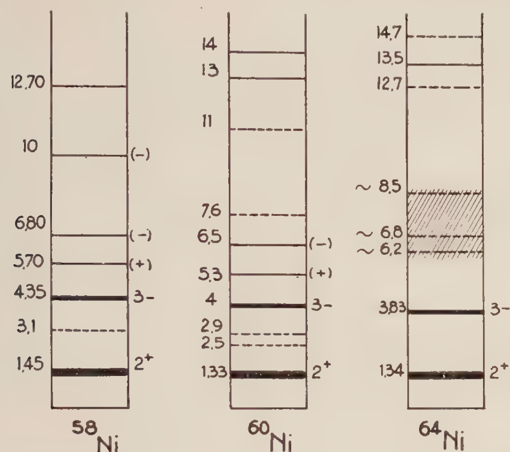


Fig. 2. — Énergies des niveaux préférentiellement excités par des α de 44,4 MeV.

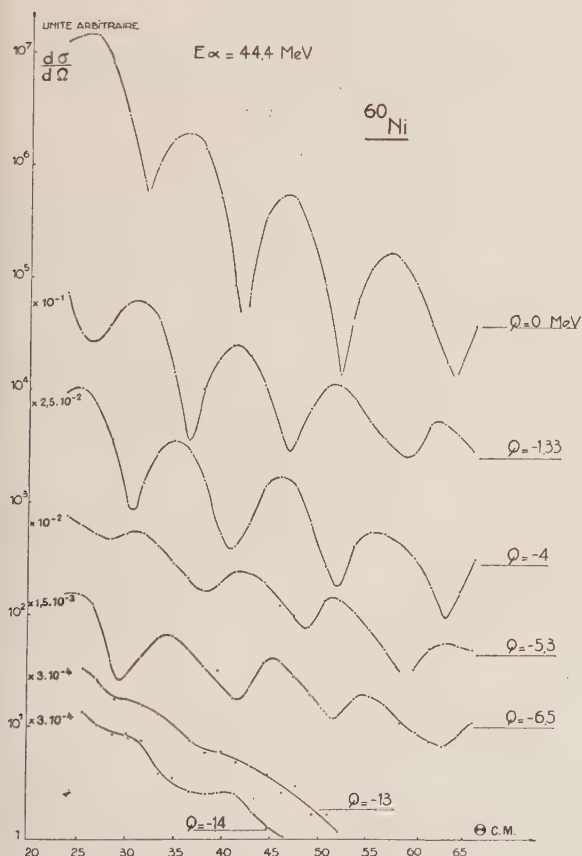


Fig. 3.

vis-à-vis de la courbe de diffusion élastique, on peut déduire la parité du niveau excité. Ceci découle des calculs de Blair [7] sur la diffusion inélastique diffractionnelle (*). Les parités obtenues par cette méthode sont indiquées sur la figure 2.

La figure 4 donne un exemple de l'accord entre les positions des maximums des courbes expérimentales et ceux déduits de la théorie de Blair

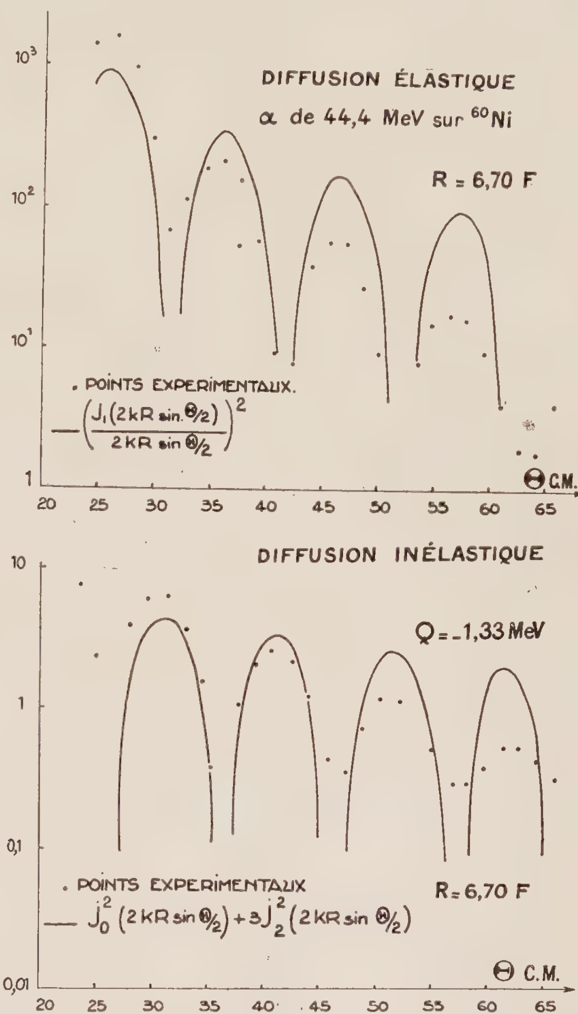


Fig. 4. — Sur les deux figures, lire R = 6,90 F au lieu de R = 6,70 F.

dans le cas de la diffusion élastique et de la diffusion aboutissant à l'excitation du premier niveau de ^{60}Ni.

Des courbes analogues peuvent être obtenues pour les trois isotopes. La figure 5 montre une comparaison des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et d'excitation du premier niveau 2^+ dans les trois nickels.

Les rayons nucléaires obtenus par application des formules de Blair sont alors : pour ^{58}Ni : 6,8 F ; pour ^{60}Ni : 6,90 F ; pour ^{64}Ni : 7,12 F.

(*) Les oscillations des distributions angulaires inélastiques dans le cas où l'excitation n'introduit pas de changement de parité, sont déphasées vis-à-vis de celles de la distribution angulaire élastique. Au contraire, quand il y a changement de parité, les oscillations des deux distributions angulaires sont en phase.

Il est difficile de donner avec précision les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique, cependant en moyenne, vers 25-30°, la section efficace d'excitation du premier niveau 2^+ est de l'ordre de 5 % de celle de la diffusion élastique, celle du niveau 3^- de l'ordre de 2 %. Toutes les autres sont de l'ordre de 5.10^{-3} de la diffusion élastique.

De ces niveaux, le premier est considéré comme étant dû à une vibration quadrupolaire autour d'une forme d'équilibre sphérique ; Lane [8] explique le niveau 3^- comme étant dû à l'existence d'une vibration octupolaire du noyau.

Il faut noter que, dans les trois cas, l'énergie du niveau 3^- est trois fois l'énergie du premier niveau 2^+ et que, dans le cas de ^{58}Ni et de ^{60}Ni, l'énergie du niveau suivant de parité positive est quatre fois l'énergie du premier niveau 2^+.

Note ajoutée sur épreuves. — Une analyse magnétique des particules diffusées par ^{58}Ni, ^{60}Ni et ^{64}Ni nous a montré que les pics indiqués dans les spectres comme correspondant à des énergies d'excitation supérieures à 10 MeV sont en fait dus à des ^{3}He de la réaction (α, ^{3}He). Le dispositif expérimental précédent ne nous permettait pas de distinguer ^{3}He de ^{4}He.

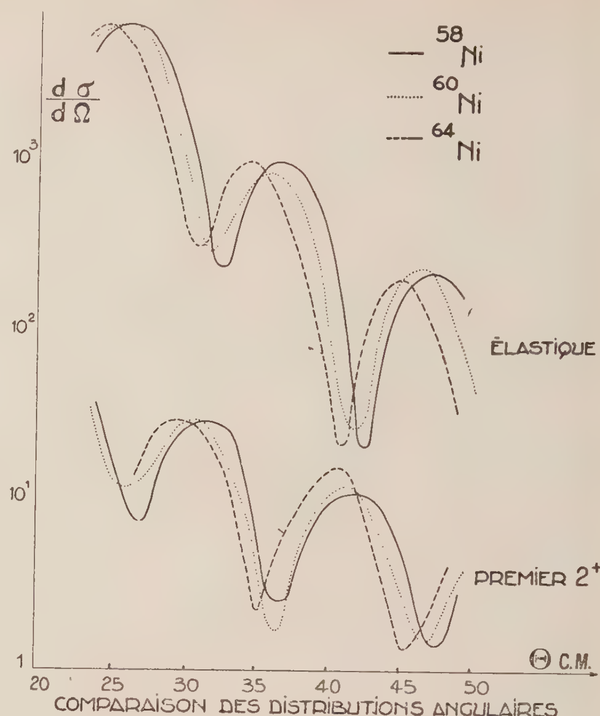


Fig. 5.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Thirion (J.) et Saudinos (J.), *Nucl. Instr.*, 1959, **5**, 165.
[2] Chaminade (R.) (Communication à ce Congrès).
[3] Crut (M.) et Wall (N. S.), *Phys. Rev.* Letters, 1959, **3**, 520.
[4] Beurtey (R.), Catillon (P.), Chaminade (R.), Faraggi (H.), Papineau (A.) et Thirion (J.), *C. R., Acad. Sc.*, 1959, **249**, 2189-2191.
[5] Cohen (B.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1568 ; 1957, **105**, 1549.
[6] Sweetman (D. R.) et Wall (N. S.), *C. I. P. N.*, Paris, 1958.
[7] Blair (J. S.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 928.
[8] Lane, *Nucl. Physics*, 1960, **15**, 39.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 402.

ÉTUDE DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE DES PARTICULES CHARGÉES A L'AIDE DU MODÈLE OPTIQUE

Par R. BEURTEY, GUILLOU et J. RAYNAL,
Section de Physique Nucléaire à Moyenne Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Les auteurs présentent les résultats de calculs de distributions angulaires de particules chargées diffusées élastiquement entrepris à la machine Mercury-Ferranti de Saclay. Une comparaison est faite avec les résultats expérimentaux de diffusion de protons de 11,1 MeV et de particules α de 44,4 MeV sur des isotopes séparés du zinc et du nickel.

Abstract. — Elastic scattering of 11.1 MeV protons and 44.4 MeV alpha-particles have been computed with different types of optical model potentials using the Ferranti-Mercury machine. Some parameters haye been varied to get the best fit with experimental values.

Depuis quelques années un nombre important de résultats théoriques [1] et expérimentaux ont permis de vérifier la validité du modèle optique pour la description des diffusions élastiques des particules. L'hypothèse de base consiste à admettre que l'action du noyau sur la particule incidents

peut se traduire par un potentiel d'interaction complexe dont la partie imaginaire est liée aux processus non élastiques.

Dans le cas de la diffusion de protons et neutrons, certaines justifications ont été avancées, différentes selon l'énergie du proton incident [2]. En ce qui concerne la diffusion de particules α, il n'existe pas de justification aussi nette et on doit plutôt considérer le modèle comme un modèle phénoménologique décrivant les réflexions, réfractions, absorptions, dans l'interaction de la particule avec le noyau.

Modèle choisi. Méthodes de calcul et d'ajustement. — Le potentiel choisi pour le calcul complet à la machine Mercury-Ferranti est pris égal à

$$V\left(1+\exp\frac{r-R}{a}\right)^{-1}+iW\left(1+\exp\frac{r-R}{a}\right)$$
$$+\,iW'\exp-\left(\frac{r-R}{b}\right)^{2}+V_{c}(r)$$
$$+\,\gamma V(0)\,\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(1+\exp\frac{r-R}{a}\right)^{-1}\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{L}.$$

V_e est le potentiel électrostatique dû au noyau, pris égal à celui d'une sphère chargée uniformément $V(0) = 60$ MeV le potentiel nucléaire réel correspondant à l'étude du modèle des couches, $\frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}$ et $\boldsymbol{L}$ les moments cinétiques de spin et orbitaux en unité de $\hbar$. Des valeurs différentes de W et W' permettent d'obtenir des formes très variées pour la partie imaginaire du potentiel nucléaire. R est le rayon du noyau ($R = r_0\,A^{1/3}$), a et b les « épaisseurs de surface ».

Le potentiel de couplage spin-orbite ne comporte pas de partie imaginaire, possède un facteur de forme de Thomas et peut être annulé pour l'étude de la diffusion de particules α.

La résolution du problème de diffusion se fait en décomposant l'onde incidente en « ondes partielles » de moment orbital $l\hbar$ donné et en calculant les déphasages subis par chaque onde au cours de la diffusion. La méthode de calcul (indiquée plus amplement dans l'annexe) consiste à décomposer la région d'intégration en une région externe $r > r_0$, $r_0 \sim 3R$ où seul le potentiel coulombien a une importance et où les fonctions d'onde sont des fonctions coulombiennes tabulées. Le calcul dans la région interne $r < r_0$ se fait pas à pas et le raccordement fournit les déphasages. On en déduit par développement en série les parties $f(\theta)$ et $g(\theta)$ de l'amplitude de diffusion

$$M(\theta) = f(\theta) + \boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{n}\;g(\theta)$$

et on obtient finalement : la section efficace différentielle $\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2$; la polarisation $P(\theta)\,\sigma(\theta) = f^*(\theta)\,g(\theta) + g^*\,f(\theta)$.

Notre méthode d'ajustement a consisté à accorder théorie et expérience aux extremums des courbes de distributions angulaires grâce à une étude préliminaire des variations systématiques des paramètres (*fig.* 1).

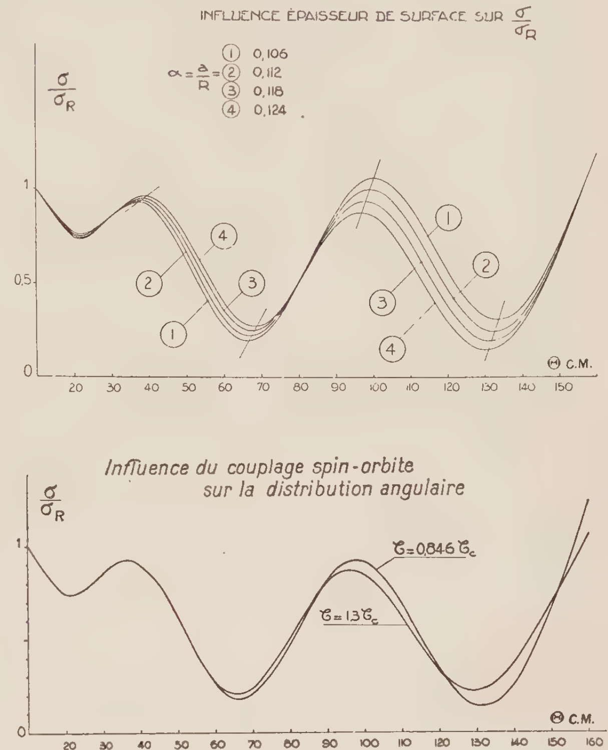


Fig. 1.

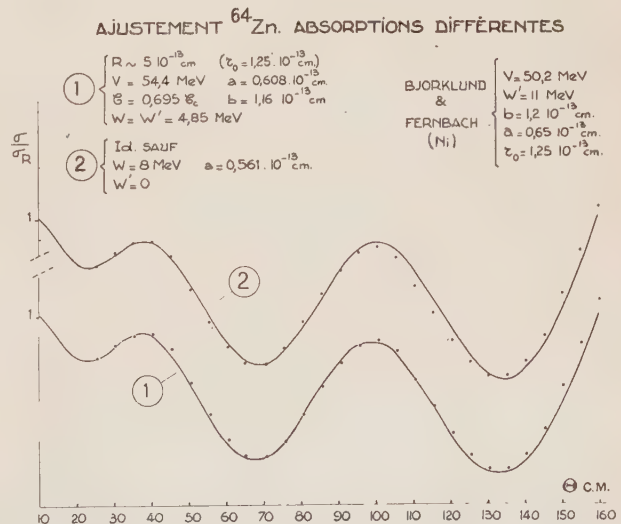


Fig. 2.

Résultats et conclusions. — 1. On remarque sur la figure 2 qu'un bon accord peut être obtenu pour

la diffusion proton sur ^{64}Zn pour deux formes très différentes du potentiel imaginaire. La figure 3 donne l'aspect de ces deux formes et de celle employée par Fernbach [3]. D'une façon générale,

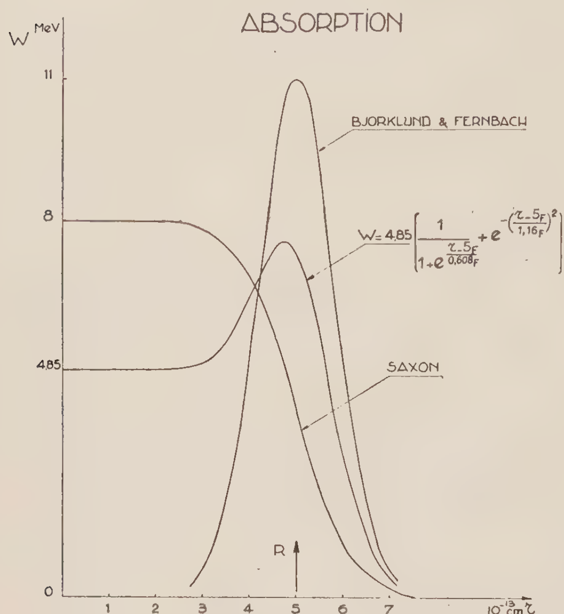


Fig. 3.

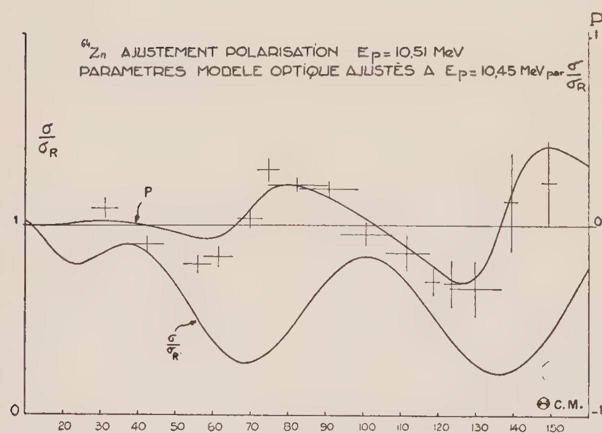


Fig. 4.

nous avons constaté, ainsi qu'il a été déjà signalé [1], que de bons accords peuvent être obtenus avec des jeux voisins de paramètres.

2. La seule variation du rayon semble impuissante à expliquer complètement les variations de sections efficaces pour ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn. Mais une autre méthode d'« ajustement simultané » de Melkanoff [4] semble donner de meilleurs résultats. Quant à la variation avec l'énergie des potentiels V et W, elle est compatible avec les variations admises habituellement.

3. La polarisation, d'après les résultats expérimentaux de Rosen [5], ne peut être ajustée à la fois aux angles avant et arrière (*fig.* 4 *et* 5). Une partie « compound elastic » pourrait permettre de

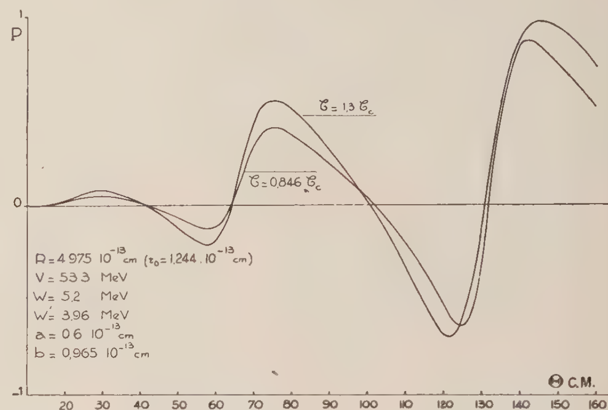


Fig. 5. — Influence dn potentiel de couplage spin-orbite $\mathcal{C}$ sur la polarisation ^{64}Zn.

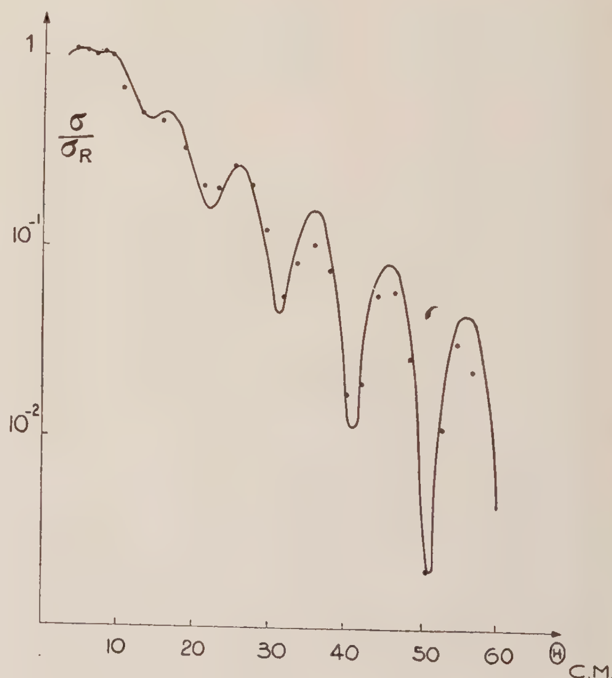


Fig. 6. — $\alpha\alpha'$ sur ^{64}Zn.

$$\text{Potentiel saxon}\begin{cases} V = -\ 60\ \text{MeV} \\ W = -\ 15\ \text{MeV} \\ a = 0{,}55 . 10^{-13}\ \text{cm} \\ R = 6{,}3 . 10^{-13}\ \text{cm} \end{cases}$$

$$E_\alpha = 44{,}4\ \text{MeV}$$

retrouver un accord correct si la valeur de γ était supérieure à la valeur 25 admise généralement.

4. Les variations extrêmement rapides de $\sigma(\theta)$ au voisinage des minimums, dans la diffusion α

(*fig.* 6) rendent les résultats expérimentaux douteux et l'accord délicat.

Des calculs sont en cours pour ajuster les diffusions α sur les isotopes ^{58}Ni, ^{60}Ni, ^{64}Ni. Des différences appréciables concernant ^{64}Ni-^{64}Zn devront être expliquées.

Annexe : Calcul de la fonction d'onde interne. — On a à intégrer des systèmes différentiels linéaires de la forme

$$y'' = H^{(1)}(x)\, y + G^{(1)}(x)\, z$$
$$z'' = G^{(2)}(x)\, y + H^{(2)}(x)\, z.$$

De la relation

$$\left(\Phi_1 - \frac{h^2}{12}\Phi''_1\right) + \left(\Phi_{-1} - \frac{h^2}{12}\Phi''_{-1}\right) - \left(2\,\Phi_0 + \frac{5}{6}h^2\,\Phi''_0\right) = 0$$

liant, à des termes en h^6 près, les valeurs de la fonction Φ et de ses dérivées secondes en 3 points voisins

$$\Phi_{-1} = \Phi(x - h) \qquad \Phi_0 = \Phi(x) \qquad \Phi_1 = \Phi(x + h)$$

on obtient, aux termes en h^6 près par, des développements en série :

$$y_1 = 2y_0 - y_{-1} + \frac{h^2}{12}\left[H_1^{(1)}(2y_0 - y_{-1}) + G_1^{(1)}(2z_0 - z_{-1}) + 10y''_0 + y''_{-1}\right]$$
$$+ \left(\frac{h^2}{12}\right)^2 \Big\{ (2y_0 - y_{-1})\left[G_1^{(1)}\,G_1^{(2)} + (H_1^{(1)})^2\right] + (2z_0 - z_{-1})\,G_1^{(1)}\left(H_1^{(1)} + H_1^{(2)}\right) + H_1^{(1)}\left(10y''_0 + y''_{-1}\right) + G_1^{(1)}\left(10z''_0 + z''_{-1}\right)\Big\}$$

et une expression semblable pour z.

Ces formules permettent le calcul progressif des solutions si les valeurs des fonctions sont données en deux points $x_0 - h$ et x_0. Pour obtenir ces deux valeurs initiales, on suppose les fonctions, pour l donné, au voisinage de l'origine, être de la forme :

$$y = x^{l+1}\,(1 + a_1\,x + a_2\,x^2 + a_3\,x^3 + a_4\,x^4 + a_5\,x^5)$$
$$z = x^{l+1}\,(1 + b_1\,x + b_2\,x^2 + b_3\,x^3 + b_4\,x^4 + b_5\,x^5)$$

et on explicite et résout numériquement le système linéaire d'ordre 10 obtenu en écrivant que ces formes sont solution de l'équation différentielle en 5 points voisins de l'origine.

BIBLIOGRAPHIE

[1] CHESTON et GLASSGOLD, *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 1207 et 1215.
IGO et THALER, *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 126.
MELKANOFF, *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 507.

[2] FESHBACH (H.), *Ann. Rev. nucl. Sci.*, 1958, **8**, 49. Des références complètes sont indiquées par cet auteur.

[3] BJORKLUND (F.) et FERNBACH (S.), *U. C. R. L.*, 5028.

[4] MELKANOFF, Communication privée.

[5] ROSEN (L.), Communication privée.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 405.

DÉTERMINATION DE SECTIONS EFFICACES DE RÉACTIONS PROCÉDANT PAR INTERACTION DIRECTE DANS LA RÉGION DES TERRES RARES

Par J. OLKOWSKY, I. GRATOT, M. LE PAPE et L. COHEN,
Section de Physique Nucléaire à Moyenne Energie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous mesurons les sections efficaces de réactions procédant par interaction directe dans la région des terres rares :

1) ^{142}Ce (p, γ)^{143}Pr $\sigma_{11\,\mathrm{MeV}}(\mathrm{p}, \gamma) \simeq 1{,}2$ mb.
2) Fonction d'excitation de ^{142}Nd(p, d)^{141}Nd $E_p \leqslant 11$ MeV.
3) Fonction d'excitation de ^{142}Nd(α, αn)^{141}Nd $E_\alpha \leqslant 44$ MeV.

Abstract. — We have measured cross sections of reactions involving by direct mechanisms, in the rare earth region :

1) ^{142}Ce(p, γ)^{143}Pr $\sigma_{11\,\mathrm{MeV}}(\mathrm{p}, \gamma) \simeq 1.2$ mb.
2) Excitation function of ^{142}Nd(p, d)^{141}Nd $E_p \leqslant 11$ MeV.
3) Excitation function of ^{142}Nd(α, αn)^{141}Nd $E_\alpha \leqslant 44$ MeV.

Par des méthodes d'activation, nous avons mesuré les sections efficaces des réactions suivantes :

1) **Réaction** $^{142}_{58}$Ce$_{84}$(p, γ)^{143}Pr **avec** $E_p = 11$ MeV.

Nous avons déterminé d'une part la section efficace de la réaction ^{142}Ce(p, n) ^{142}Pr. La valeur obtenue est σ(p, n) $= 120 \pm 20$ mb en bon accord avec Blosser et al. [1] ; d'autre part le rapport

$\sigma(p, \gamma)/\sigma(p, n) \approx 1/100$ d'où $\sigma(p, \gamma) = 1{,}2$ mb. Les sections efficaces de capture radiative de protons avaient été déterminées jusqu'à présent sur des noyaux légers ($Z \leqslant 30$) [2] ou lourds (Bi) [2]. La valeur $\sigma(p, \gamma) = 1{,}2$ mb est environ de deux ordres de grandeur supérieure à ce que donnerait la théorie du noyau composé, même si l'on tient compte de la proximité de la couche fermée $N = 82$ [3]. La valeur trouvée est en accord avec la théorie de Lane [3] dans le cas d'une interaction directe de surface.

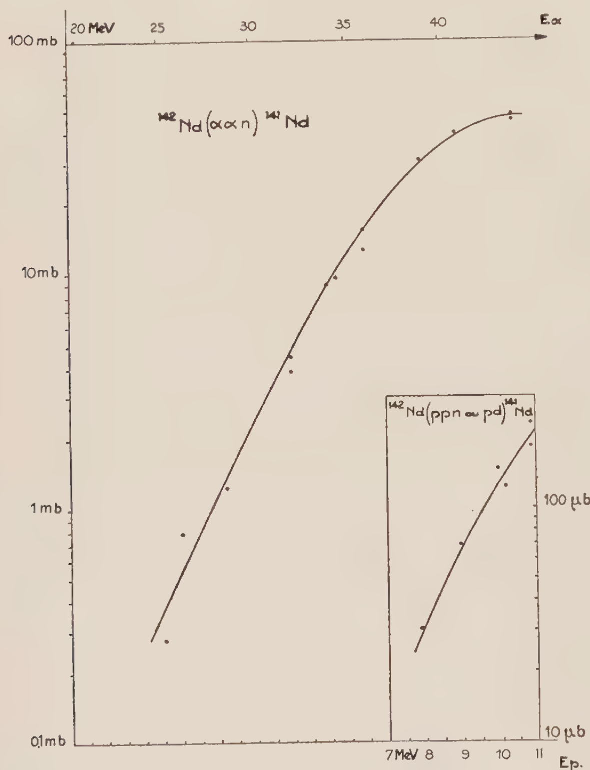


Fig. 1.

2) **Fonction d'excitation de la réaction ^{142}Nd(p, d) ^{141}Nd avec $E_p \leqslant 11$ MeV.** Par absorption [4] nous modifions l'énergie des particules incidentes. Les irradiations sont faites avec des cibles minces ($\leqslant 1$ mg/cm^2). La barrière coulombienne de ^{142}Nd pour des protons (calculée avec $r_0 = 1{,}5$ F) est 11 MeV. L'énergie maximum des protons dont nous disposons est aussi 11 MeV ; nous n'avons donc que le début de la courbe. La réaction principale est ^{142}Nd(p, n) ^{142}Pm(40 s) [5]. Au bout de quelques minutes, seule l'activité ^{141}Nd subsiste et nous pouvons ainsi mesurer des sections efficaces très faibles. Le seuil (calculé) [6] de ^{142}Nd(p, pn) est 9,7 MeV et par conséquent celui de la réaction ^{142}Nd(p, d) ^{141}Nd est 7,5 MeV. Les résultats expérimentaux (*fig.* 1) nous permettent de conclure à l'observation de cette réaction (p, d).

Les résultats de Cohen et Rubin [7] ont montré que dans ces réactions (p, d) la distribution angulaire des deutons émis était fortement piquée vers l'avant, indiquant par là que ces réactions procédaient par interaction directe.

3) **Fonction d'excitation de la réaction ^{142}Nd(α, αn) ^{141}Nd avec $E_\alpha \leqslant 44$ MeV.** L'énergie des particules incidentes varie par absorption [4] et là encore les cibles sont minces ($\leqslant 1$ mg/cm^2). La figure 1 montre nos résultats et la figure 2 la com-

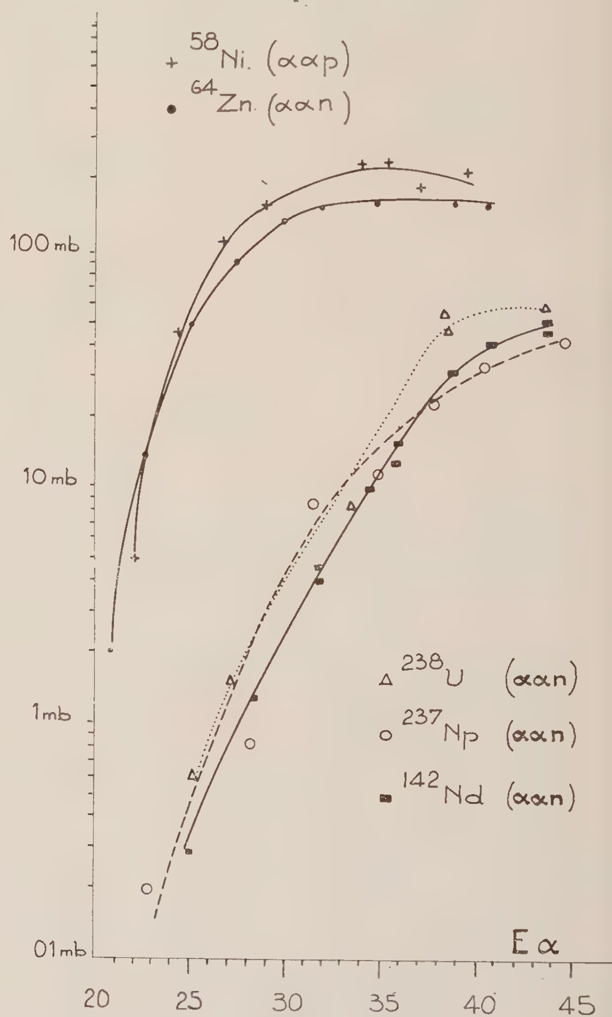


Fig 2.

paraison avec les résultats d'autres auteurs sur des cibles différentes [8]. Cette comparaison suggère les remarques suivantes : *a*) peu de variation de ces fonctions d'excitation avec la cible ; *b*) les résultats quasi-identiques obtenus pour les réactions ^{58}Ni(α, αp) [8*d*] et ^{64}Zn(α, αn) [8*c*] indiqueraient une réaction directe d'éjection d'un nucléon superficiel plutôt qu'un mécanisme en deux temps — diffusion inélastique de la particule α suivie de

l'évaporation d'un nucléon — car la barrière coulombienne aurait dans ce cas favorisé la sortie d'un neutron. Notons que la « voie » (α, αn) à 44 MeV ne représente qu'une faible part de l'interaction totale. A cette énergie, nous avons mesuré les sections efficaces ^{142}Nd(α, 4n) ^{142}Sm et ^{142}Nd(α, 3n) ^{143}Sm qu'on peut interpréter par la théorie statistique. Les résultats sont respectivement

$$\sigma_{44\,\mathrm{MeV}}(\alpha, 4n) = 30 \text{ mb}$$

et

$$\sigma_{44\,\mathrm{MeV}}(\alpha, 3n) = 1\,300 \text{ mb.}$$

BIBLIOGRAPHIE

[1] Blosser (H. G.) et Handley (T. H.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1340.
[2] Cohen (B. L.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 206.
[2'] Kelly (E.), *U. C. R. L.*, 1044.
[3] Lane (A. M.), *Nucl. Physics*, 1959, **11**, 625.
[4] Aron (W.), Hoffman (B.) et Williams (G. C.), *A. E. C. U.*, 663.
[5] Gratot (I.), Le Pape (M.), Olkowsky (J.) et Ranc (G.), *Nucl. Physics*, 1959, **13**, 302.
[6] Wapstra (A. H.), *Physica*, 1955, **21**, 367.
[7] Cohen (B. L.) et Rubin, *C. I. P. N.*, Paris, 1958, 118.
[8] *a*) ^{238}U : Vandenbosh (R.), Thomas (T. D.), Vandenbosh (S. E.), Glass (R. A.) et Seaborg (G. T.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1358.
b) ^{237}Np : Gibson (W. M.), *U. C. R. L.*, 3493.
c) ^{64}Zn : Porile (M. T.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 939.
d) ^{58}Ni : Blann (H. M.) et Thomas (T. D.), *U. C. R. L.*, 3950.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 407.

UNE SOURCE D'IONS PRODUISANT EN PARTICULIER DES IONS He^{++} POUR ACCÉLÉRATEUR ÉLECTROSTATIQUE

Par B. OLKOWSKY,
Section de Physique Nucléaire à Moyenne Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Cette source est du type à électrons oscillants. Étudiée d'après le principe de Heil et Von Ardenne, elle a été adaptée sur le Van de Graaff de 5 MeV de Saclay.
Données : Puissance absorbée : 16 W.
Consommation en hélium : quelques cm^3 /heure.
Pression : de l'ordre de 10^{-3} mm Hg.
Résultats : ions He^+ de 4,8 MeV : 25 μA.
ions He^{++} de 9,6 MeV : environ 5/100 μA.

Abstract. — We have built a Heil-Von Ardenne type ion source. When this source was mounted on the high voltage terminal of the 5 MeV Van de Graaff we could get a 4.8 MeV He^+ and an 9.6 MeV He^{++} beam whose intensities were respectively 25 and $5 \times 10^{-2}\,\mu$A. The power supplied is 16 watt.

Nous avons réalisé une source d'ions avec, comme objectif initial, la production directe d'ions He^{++}. Dans une source conventionnelle, le rapport des sections efficaces d'ionisation de He en He^{++} et He^+ est faible [1]. Cependant, nous avons admis, comme certains auteurs [2] qu'il est possible de produire directement des ions He^{++} si la pression dans la source est faible et la tension élevée, ceci afin d'éviter la recombinaison des ions He^{++} en He^+ par chocs dans le gaz résiduel. En fait, nous verrons que la production des ions He^{++} est plus élevée si l'on augmente cette pression dans un domaine défini.

Nous avions choisi et essayé à l'origine une source du type Heil-Von Ardenne [3] en tenant compte des observations de Sommméria-Klein sur l'extraction [4].

Pour atteindre notre objectif d'une part et obtenir une source utilisable sur le Van de Graaff de 5 MeV de Saclay d'autre part, nous avons effectué de nombreuses modifications sur la source Heil. Notre nouvelle source présente les caractéristiques indiquées sur la figure 1.

Principe de fonctionnement (*fig.* 2). — Les ions sont créés par ionisation du gaz due aux électrons animés au départ d'une grande énergie (de l'ordre de 800 eV). Les filaments sont au même potentiel que les réflecteurs. Ceux-ci, fabriqués en métal magnétique, concentrent les lignes de force du champ magnétique dans la chambre, augmentant le parcours des électrons (trajectoire hélicoïdale). Les électrons sont freinés et oscillent, acquérant l'énergie optimum nécessaire à l'ionisation des ions He^{++} en particulier. La tension qui prend naissance aux bornes de la résistance R choisie

convenablement, fixe le potentiel négatif des filaments par rapport à l'anode. Les ions sont focalisés et extraits par une lentille convenable. Le canal

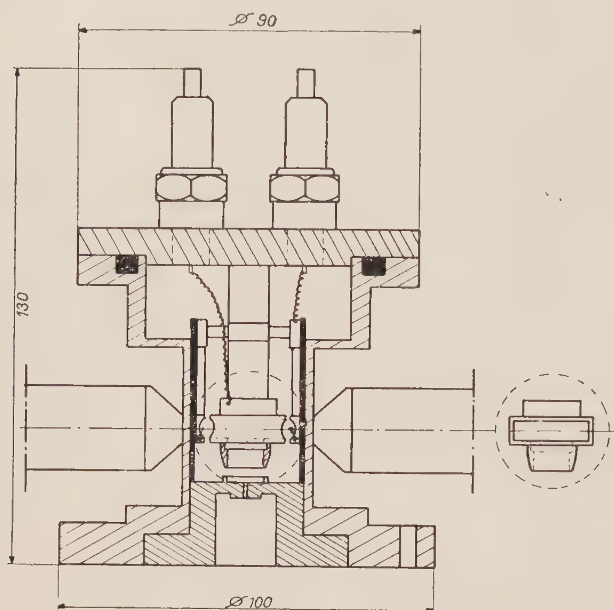


Fig. 1.

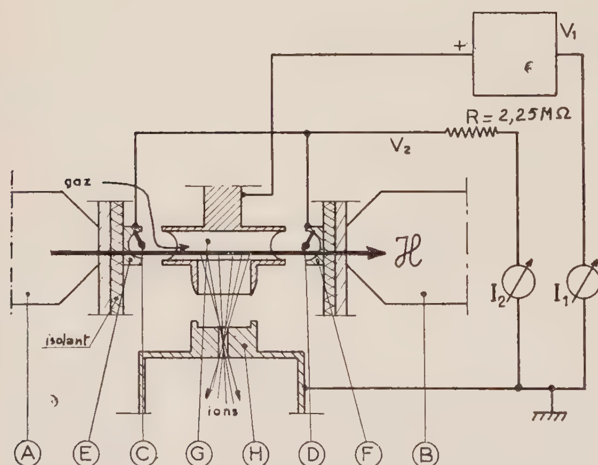


Fig. 2. — Schéma électrique de la source : H, électrode d'extraction ; G, chambre d'ionisation ; E, F, réflecteur armco ; C, D, filaments 30/100 mm ; A, B, pièces polaires de l'aimant.

de sortie a des dimensions donnant une étendue de faisceau acceptable pour l'optique actuelle du tube du Van de Graaff de 5 MeV de Saclay.

Résultats. — 1. Mesures sur banc d'essai. — Pression dans la source de l'ordre de $5 . 10^{-3}$ mm Hg.

Débit de gaz : de l'ordre de 15 cm³/h.

Tension d'extraction :

$$V_1 = 5 . 10^3 \text{ V} \qquad R = 2{,}25 \text{ M}\Omega.$$

Courant total :

$$I_1 = 2{,}5 . 10^{-3} \text{ A}.$$

Puissance absorbée :

$$P = 12{,}5 \text{ W}.$$

$$I_2 = 1{,}9 . 10^{-3} \text{ A}.$$

Polarisation de la cathode :

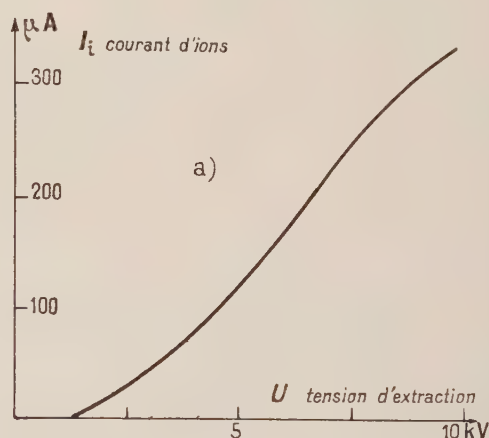
$$RI_2 = -750 \text{ V}.$$

Induction magnétique dans la chambre :

$$B = 0{,}12 \text{ Wb/m}^2.$$

Faisceaux analysés pour ce fonctionnement :

courant total d'ions :	80 μA
He^+	40 μA
He^{++}, D^+, H_2^+	1,1 μA
H_1^+	0,1 μA.



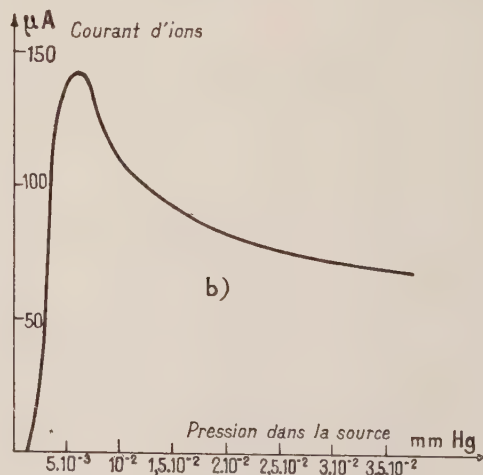


Fig. 3a. — $I_i = F(U)$ pression constante dans la source $P \cong 4 . 10^{-3}$ mm Hg

Fig. 3b. — Tension d'extraction constante $U = 8$ kV

filament $\frac{30}{100}$ mm.

canal d'extraction $\begin{cases} \varnothing = 1{,}2 \text{ mm.} \\ h = 5{,}4 \text{ mm.} \end{cases}$

Induction : 0,11 Wb/m².

Nous n'avons pas cherché à identifier les autres faisceaux observés ni à obtenir le maximum de courant total. Les courbes de la figure 2 montrent deux caractéristiques de fonctionnement de la source.

II. Mesures effectuées sur le Van de Graaff de 5 MeV de Saclay. — 1re série de mesures :

He^+ de 4,8 MeV : 25 μA

He^{++} de 9,6 MeV : 5/100 μA

avec $He^{++}, D^+, H_2^+ = 5/10$ μA

$H_1^+ = 4/10$ μA.

Cette mesure a été effectuée avec la collaboration du Pr Shafroth de Northwestern University, Evanston, Illinois.

Les particules diffusées ont été détectées par photomultiplicateur avec un cristal d'iodure de césium.

Fonctionnement de la source :

Puissance absorbée : 16 W

$U = 6{,}15.10^3$ V

$I = 2{,}6.10^{-3}$ A

$B = 0{,}075$ Wb/m².

2e *série de mesures.* — Dans cette série, nous avons surtout cherché à améliorer le rapport He^{++}/He^+ et le rapport $He^{++}/He^{++}, H_2^+$. Cette deuxième série de mesures a été effectuée avec la la collaboration de M. Barloutaud du C. E. N. de Saclay. Les particules diffusées ont été aussi détectées par photomultiplicateur avec un cristal d'iodure de césium et enregistrées à l'aide d'un sélecteur 100 canaux.

Observations faites. — *a*) il n'y a pas de deutérons *b*) le rapport He^{++}/He^+ augmente si l'on augmente la pression d'hélium dans la source. Le maximum n'a pas encore été déterminé,

Résultats :

He^+ de 4 MeV : 8 μA

He^{++}, H_2^+ : 4/100 μA

He^{++} de 8 MeV : 3/100 μA,

l'induction dans la chambre étant de 0,12 Wb/m².

De plus, nous avons observé directement les deux faisceaux H_2^+ et He^{++} à la sortie de l'électro-aimant analyseur sur un quartz. En effet, on a

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2}\frac{\Delta M}{M} = 3{,}6.10^{-3}$$

R : rayon de courbure du faisceau, M : masse des ions He défléchis,

$$M = 2m_{H_2^+} + m_\alpha.$$

Pour

$R = 67$ cm $\Delta R = 67 \times 3{,}6.10^{-3} = 0{,}24$ cm $M = 27$ MeV.

Les deux faisceaux séparés d'environ 3 mm sont très visibles et nous nous proposons ultérieurement de les mesurer directement séparément. Cette analyse confirme d'autre part que la dispersion en énergie des ions issus de la source est faible.

Conclusion. — Ces résultats sont des minimums. La tension d'extraction peut être portée à 15 kV et les courants d'ions augmentés. Nous avons obtenu une durée de fonctionnement continue stable de 150 heures avec des filaments de 12/100 mm. Mais des filaments de 30/100 mm ont été utilisés dans les expériences précédentes sur le Van de Graaff et la durée devrait être doublée par l'utilisation de ceux-ci.

La puissance absorbée est faible et la consommation en gaz reste dans des limites correctes. L'encombrement est réduit et la fabrication de la source est simple.

Des essais de la source en hydrogène et en deutérium ne sont pas encore terminés mais les premiers résultats donnent des ordres de grandeur acceptables pour l'utilisation sur un Van de Graaff.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Massey (H. S. W.) et Burhop (E. H. S.), Electronic and Ionic Impact Phenomena, Oxford, 1952, 38-39.
[2] Prévot (F.), Rapport C. E. A., 188 (1953).
[3] Von Ardenne, *Physik. Z.*, 1942, **43**, 91. Mesures effectuées sur un système d'après le principe de Heil.
[4] Sommeria-Klein, *Ann. Physique*, 1956, **1**, 344.

SOURCE D'IONS MULTICHARGES POUR UN CYCLOTRON

Par A. PAPINEAU, P. BENEZECH et R. MAILLARD,
Section de Physique Nucléaire à Moyenne Energie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — On a réalisé une source d'ions constituée par une cathode de tungstène chauffée indirectement par un filament classique et par un réflecteur de tungstène. La tension arc a été pulsée (2.10^{-2} s) en signaux carrés ; l'intensité de l'arc est de 40 A. Les essais effectués nous permettent d'estimer que le faisceau sorti de N^{5+} (énergie supérieure à 100 MeV) sera supérieur à 1 μA.

Abstract. — We have built a ion source with a tungsten cathode indirectly heated by a classical filament. The arc voltage is pulsed and the intensity is 40 A. The preliminary tests allow us to estimate that we shall obtain an external beam of N^{5+} of about 1 μA.

On a réalisé une source d'ions à « cathode indirecte » de même conception que celle du cyclotron à ions lourds de Moscou [1].

Contrairement aux sources classiques de cyclotron, la source d'ions multichargés (*fig.* 1) a une cathode constituée par un bloc de tungstène

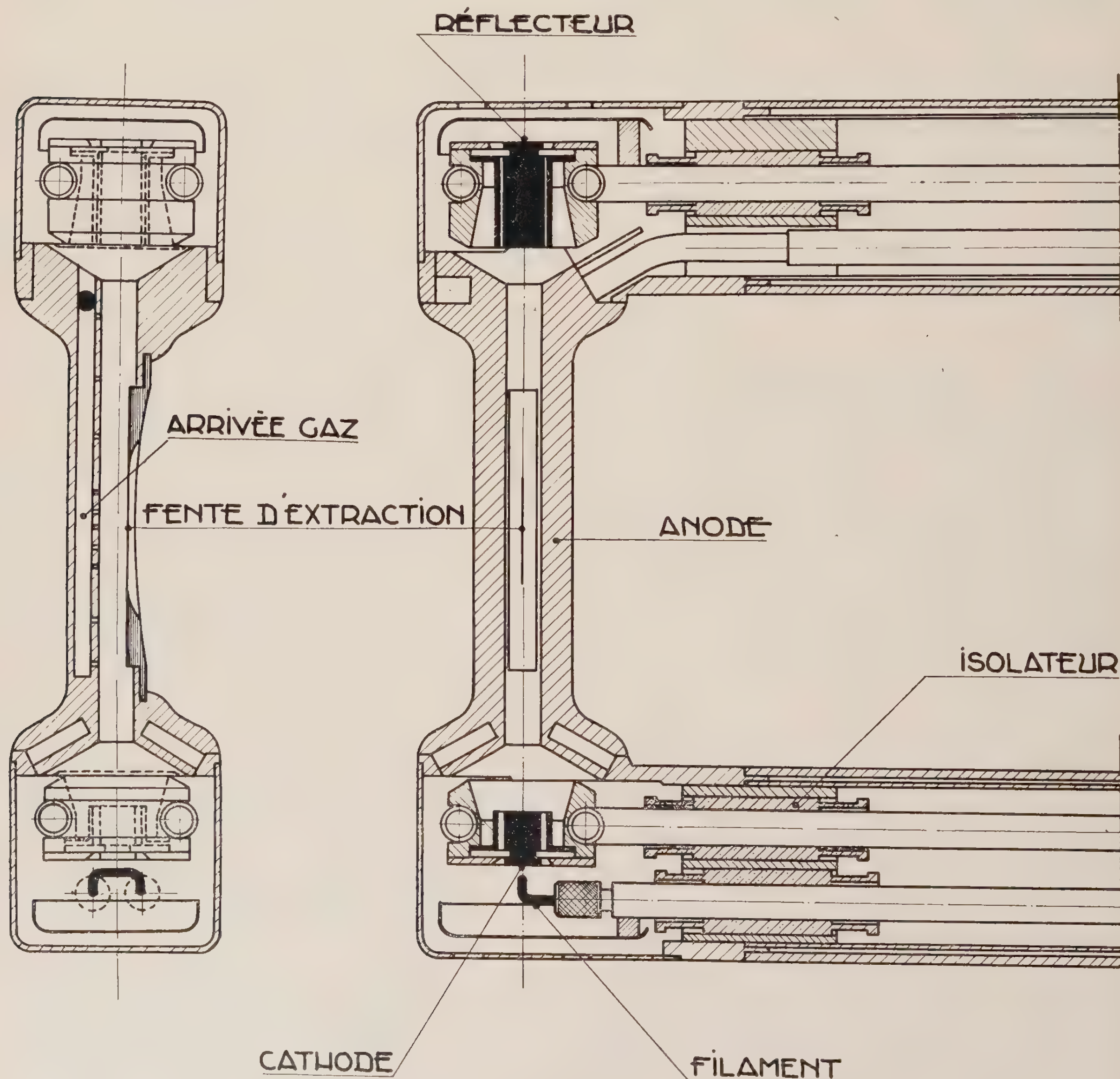


FIG. 1. — Schéma de la source d'ions multichargés pour cyclotron.

(Ø = 10 mm ; l = 12 mm) chauffé à la partie inférieure par un filament de tungstène (Ø = 2 mm). A l'autre extrémité du corps d'anode est placé un autre bloc de tungstène Ø = 12 mm ; l = 30 mm) mis au même potentiel que la cathode et formant réflecteur. Chaque bloc de tungstène est maintenu par une collerette mince de tantale qui est au contact d'un bloc de cuivre refroidi. Pour éviter des pertes latérales de chaleur, la cathode et le réflecteur sont entourés par des manchons en tungstène non jointifs. L'anode est en cuivre refroidi, la fenêtre d'extraction en graphite. L'arrivée du gaz est faite par un tube inclus dans le corps d'anode et percé de trous sur toute la longueur de l'anode.

Une source d'ions de ce modèle a été essayée dans des conditions similaires au fonctionnement dans le cyclotron. La source a été placée dans l'entrefer d'un aimant de 5 000 gauss. Pour déterminer les différentes proportions d'ions multichargés on a utilisé l'aimant (Ø = 700 mm) du bâti d'essai comme spectromètre à 180°. Les ions extraits par un potentiel de — 20 kV se déplacent à l'intérieur d'un dee et sont recueillis sur un collecteur mobile au même potentiel.

En fonctionnement normal, le filament (V = 3 V; I = 150 A) émetteur d'électrons porte la cathode à une température suffisante pour qu'elle soit émettrice d'électrons par l'intermédiaire d'une tension accélératrice (V = 1 200 V ; I = 1,3 A). L'arc, en se développant, chauffe, par impact des ions, le réflecteur et la source fonctionne en fait avec deux cathodes de grande surface. En appliquant entre cathode et anode une tension continue d'arc (300 V, 10 A) on a vérifié [1] que le nombre des ions multichargés (N^{4+} par exemple) croissait exponentiellement avec l'intensité de l'arc.

Afin d'obtenir des intensités d'arc plus élevées (40 A) et d'éviter un emballement de l'arc, on a pulsé son alimentation [2]. Pour un courant total d'ionisation identique, la production d'ions multichargés s'est accrue. Par exemple, pour un arc de 10 A moyen les résultats sont les suivants (la fenêtre d'extraction étant de 3/10 mm × 20 mm) :

		N^+	N^{2+}	N^{3+}	N^{4+}	N^{5+}
Arc continu.....	31 mA	12	14	3,7	0,3	0,015
Arc pulsé.......	36 mA	3,9	13,5	15,4	2,9	0,23

On voit que, pour une intensité moyenne identique, dans le cas d'un arc pulsé, les proportions de N^{2+} et de N^{3+} sont identiques et que les ions N^{3+} et N^{4+} sont 10 et 15 fois plus abondants.

Les résultats obtenus avec des arcs pulsés de différentes intensités sont résumés dans le tableau

VARIATION DES CHARGES EN FONCTION DE L'INTENSITÉ TENSION ARC PULSÉE

$V_{ARC} = 350^V$ $F = 40$ $\tau = 15$ ms

Courant pulsé d'arc	Σ mA	N^+_{mA}	N^{2+}_{mA}	N^{+3}_{mA}	N^{+4}_{mA}
10A	7,6	4,3	3	0,25	0,02
20A	12,2	4,0	5,5	2,5	0,25
30A	18,4	4,2	6,5	3,3	0,4
40A	23,9	5,3	10	7,5	1,1

ci-dessus. De même, les variations des proportions d'ions multichargés en fonction du débit gazeux sont résumées dans la figure 2. On voit que l'optimum est obtenu avec un débit gazeux de l'ordre de 1 cm³/minute.

L'essai d'une telle source nous a montré en fonctionnement une très grande stabilité de l'arc et une possibilité simple de réglage de son intensité (par variation de la durée des impulsions).

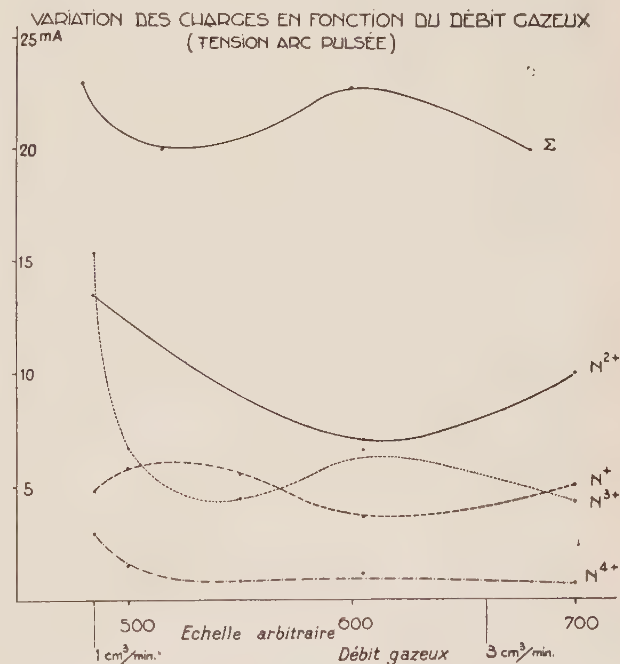


FIG. 2. — Variation des charges en fonction du débit gazeux.

Des comparaisons effectuées dans le bâti d'essai avec une source classique de cyclotron nous permettent d'espérer, au cyclotron de Saclay, un faisceau sorti de N^{5+} (E = 140 MeV) de quelques micro-ampères, en utilisant une fente d'extraction de 2 mm × 25 mm. D'autre part, l'ionisation de gaz rares (Ne et A) à des états de charge élevés (environ 8) peut donner des faisceaux non négligeables.

BIBLIOGRAPHIE

[1] MOROSOV (P. M.), MAKOV (B. H.) et IOFFE (M. C.), *Atomnaia Energia*, 1957, **2**, 272-275.

[2] MAILLARD (R.), BENEZECH (P.) et PAPINEAU (A.), *Onde électrique* (à paraître).

RENDEMENT EN γ ET EN X ET SPECTRE POUR DES SUPPORTS DE CIBLES BOMBARDÉS PAR DES PROTONS DE BASSE ÉNERGIE : 0,3 A 1 MeV

Par M. J. DEPRAZ, Mlle G. LEGROS, et M. R. SALIN,
Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — Certaines réactions nucléaires utilisent des cibles minces déposées sur un support. Des rayons γ ou X produits par le support lui-même donnent un fond non négligeable qui peut masquer le phénomène étudié.

Il est donc utile de déterminer, d'une part, le rendement en γ et en X de ces matériaux pour choisir correctement le support à employer et, d'autre part, l'énergie de ces radiations pour les éliminer plus facilement. Ce travail a consisté à faire cette étude pour divers éléments tels que : Cu, Mo, Ag, Sn, Ta, W, Au.

Abstract. — Backing materials of thin targets can also emit X and γ Rays.

Yields and spectra of X and γ rays produced by copper, molybdenum, silver, tin, tantalum and gold are determined. The most favourable material seems to be tantalum.

1. **Introduction.** — Les réactions (p, γ) s'effectuent sur une cible mince obtenue généralement en déposant par évaporation thermique à l'intérieur même de la machine la substance à étudier sur l'une des plaques de cuivre qui ferment la boîte de déviation. Parfois le dépôt est réalisé extérieurement à l'accélérateur sur un support métallique de Z élevé ($Z \geqslant 50$) dont le rendement en γ sous le bombardement protonique est plus faible que celui des corps de Z bas. Il est intéressant de connaître le spectre des rayonnements γ émis par le support pour le déduire de la courbe totale et obtenir le véritable spectre de la substance étudiée. Ce travail a déjà été effectué avec les protons de 0,6 à 2,8 MeV d'un Van de Graaff [1]. Nous l'avons étendu à la gamme (0,3, 1 MeV) de notre Greinacher sur les matériaux suivants : Cu, Mo, Ag, Sn, Ta et Au.

2. **Méthode expérimentale.** — 2.1. Les cibles. — Nous avons travaillé en cibles épaisses pour que les protons soient entièrement absorbés par elles. Ces cibles se présentent sous la forme de disques de 30 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur. La surface est nettoyée au papier abrasif fin pour retirer les impuretés superficielles immédiatement avant la mise en place à la base du tube accélérateur.

2.2. Le faisceau de protons. — Les protons accélérés entre 0,3 et 0,94 MeV sont déviés à 30° par un analyseur. L'intensité de faisceau sur la cible est de l'ordre de 40 μA.

2.3. La détection du rayonnement γ. — Les rayons γ sont détectés par un cristal de NaI (Tl) de 1 pouce de diamètre sur 1 pouce d'épaisseur adjoint à un photomultiplicateur Du Mont 6 292. Le scintillateur et le photomultiplicateur sont enfermés dans un château de plomb qui réduit le fond à la valeur représentée sur la figure 1. Le

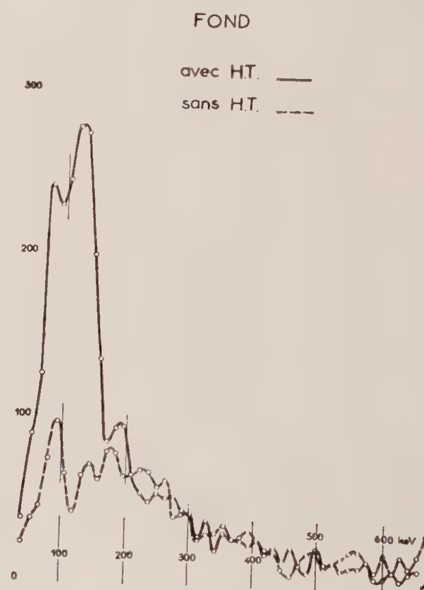


Fig. 1.

photomultiplicateur est relié par un cathode-follower à un amplificateur linéaire qui attaque un analyseur à 50 canaux. Ce spectromètre a été étalonné en énergie à l'aide de ^{131}I (*fig.* 2) et du ^{60}Co. Pour se placer dans les conditions de mesure, une plaque de laiton de 3 mm d'épaisseur représentant la base de la boîte de déviation a été interposée entre la source et le scintillateur (courbe en pointillé). Le cristal a été placé aussi près que possible de la cible pour recevoir le maximum des γ émis.

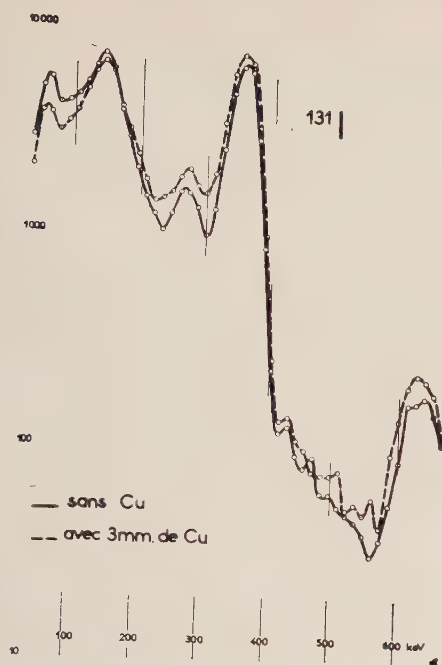


Fig. 2.

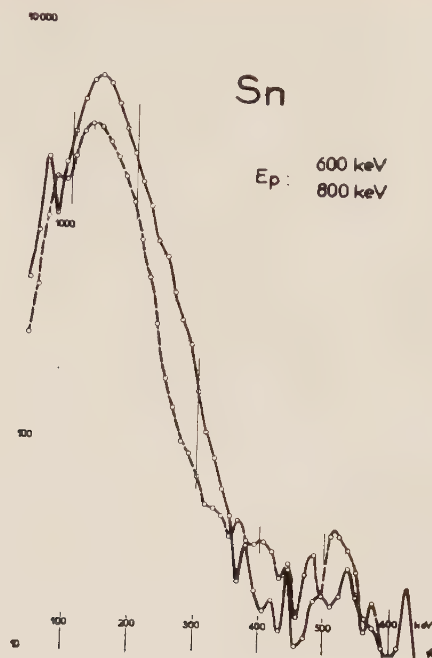


Fig. 4.

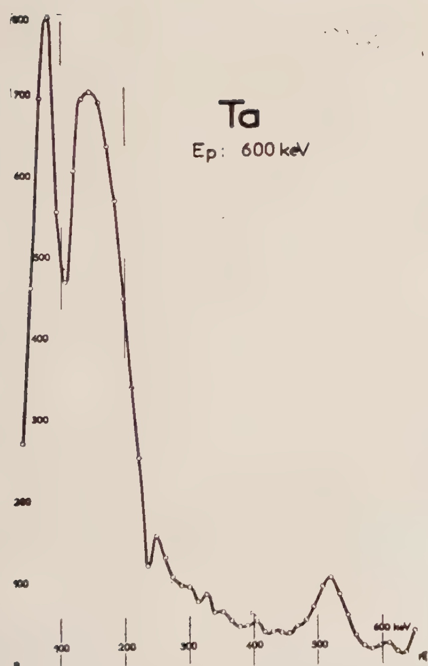


Fig. 3.

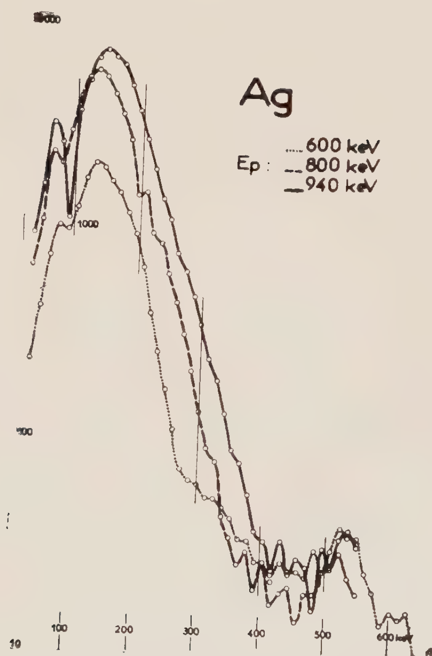


Fig. 5.

3. **Résultats expérimentaux.** — 3.1. Spectres des rayons γ. — Les spectres du rayonnement γ émis par les différentes cibles étudiées sont représentés sur les figures 3 à 11. Les pics obtenus sont attribuables à 4 causes principales :

les rayons X émis par la cible quand les électrons périphériques de ses atomes sont perturbés par les protons incidents ;

l'excitation coulombienne des noyaux cibles frappés par les protons ;

les rayons γ émis dans la réaction (p. γ) proprement dite ;

ces trois processus sur des impuretés contenues dans la cible. Nous allons chercher sur nos divers spectres les contributions respectives de chacun de ces processus.

3.1.1. *Pics de rayons X.* — Les raies caractéristiques du spectre de rayons X des diverses substances que nous avons étudiées ont été tirées de l'ouvrage de Segré [2]. Nous n'avons considéré que les raies K, les autres ayant des énergies trop faibles pour être décelées par notre spectromètre. Les résultats sont consignés dans le tableau 1.

TABLEAU 1

Élément	Cu	Mo	Ag	Sn	Ta	Au
Énergie de la raie K (keV)	8,9	20,0	25,5	29,1	67,4	80,7

La raie K est particulièrement nette sur le Ta (*fig.* 3). La précision de l'étalonnage du sélecteur vers les basses énergies étant assez médiocre, nous pouvons sans doute considérer que les pics de plus basse énergie de l'étain et de l'argent (*fig.* 4 et 5 respectivement) sont dus à leur raie K.

3.1.2. *Pics d'excitation coulombienne.* — L'excitation coulombienne peut être importante dans le cas où l'énergie des projectiles est petite devant la hauteur de la barrière de potentiel du noyau-cible. La théorie de l'excitation coulombienne (3) indique que ce processus est possible si

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar}\left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i}\right)$$

satisfait à l'inégalité

$$\left(\frac{A_1}{Z_1}\frac{A_2}{Z_2}\right)^{1/2}\frac{\Delta E}{13}\ (\mathrm{MeV}) \leq \xi \leq 1$$

où A_1, Z_1, A_2, Z_2 sont les nombres de masse et de charge respectivement du projectile et du noyau cible, e la charge de l'électron, v_i et v_f les vitesses initiale et finale de la particule incidente, ΔE l'énergie du niveau excité. La 1re inégalité exprime que l'énergie des projectiles est inférieure à la barrière de potentiel ; cette condition est toujours réalisée dans notre cas particulier. La 2e indique que la durée du choc doit être inférieure à la période de l'excitation du noyau, sinon la collision devient adiabatique et la section efficace d'excitation pratiquement nulle. Pour avoir une idée de l'énergie E du niveau le plus bas qui peut être excité dans un noyau X par un proton d'énergie E nous avons tracé pour chacune de nos cibles la courbe

$$\Delta E = f(E)$$

que nous avons déduite de la relation

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar}\left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i}\right) = 1.$$

La figure 7 met en évidence le niveau 180 keV du Cu à peine visible à 600 keV et devenant plus

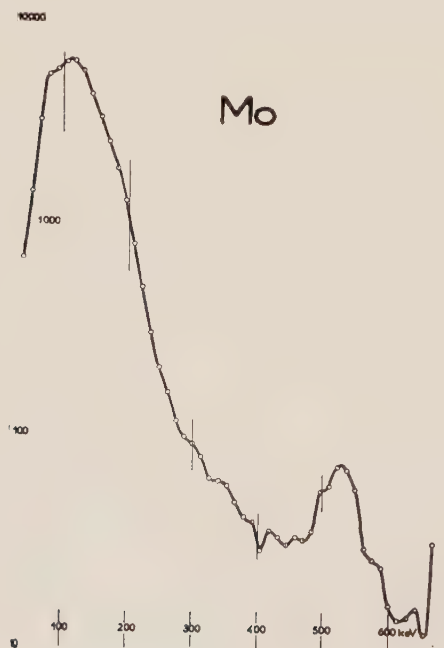


Fig. 6.

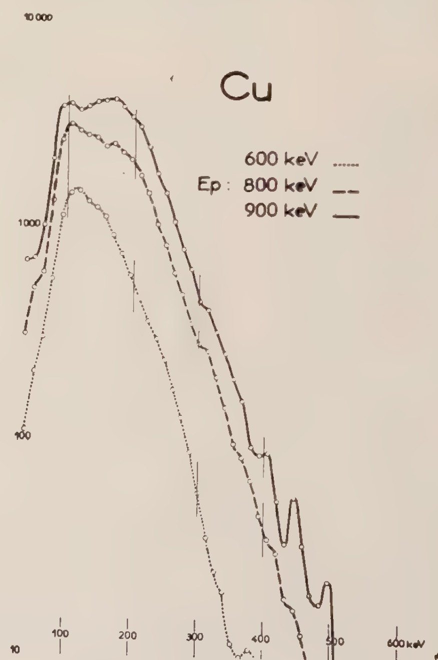


Fig. 7.

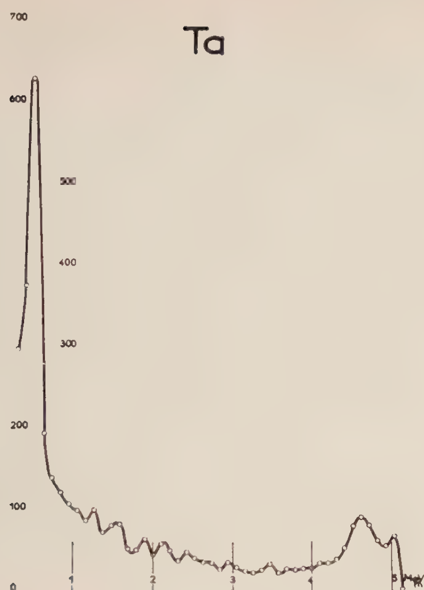


Fig. 8.

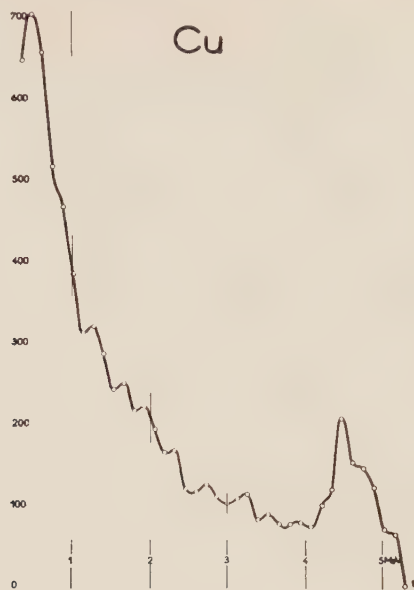


Fig. 10.

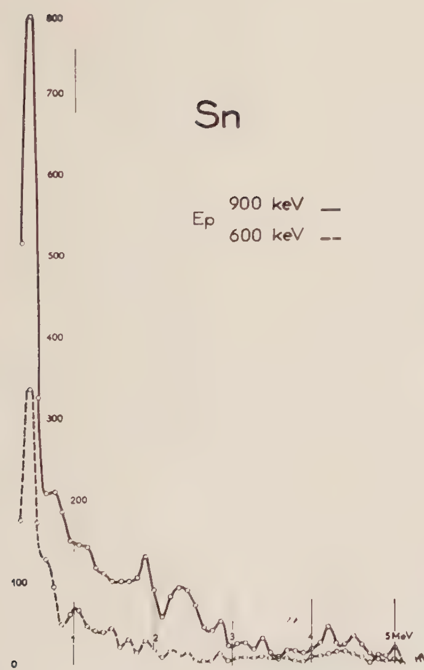


Fig. 9.

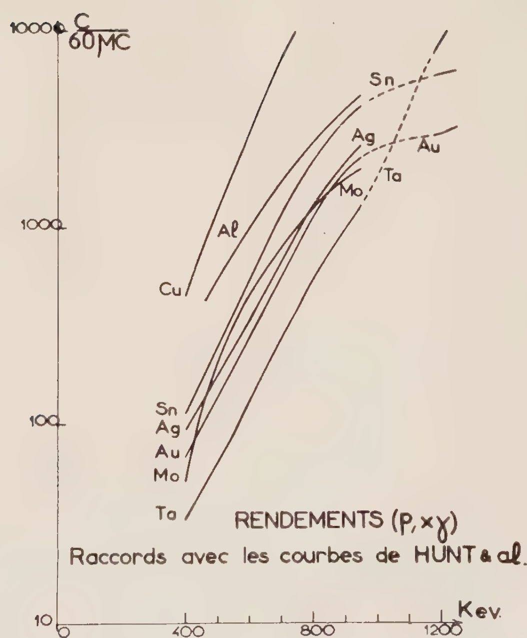


Fig. 11.

important à mesure que l'énergie des protons croît. La figure 5 montre le niveau 100 keV de l'Ag ; un niveau de l'ordre de 120 keV est excité dans le Sn (*fig.* 4). Le niveau 138 keV du Ta est particulièrement net (*fig.* 3) et il semble qu'un niveau 400 keV apparaisse dans Cu. Quelques niveaux signalés par les auteurs [3] apparaissent, bien que l'énergie de nos protons semble trop faible pour les exciter. Certains chercheurs [3] signalent la possibilité d'excitation partielle de certains niveaux, ce qui pourrait expliquer des pics non signalés antérieurement, par exemple celui de Cu.

3.1.3. *Résonances de la réaction* (p, γ). — Le calcul montre que la probabilité de telles réactions sur les corps considérés est pratiquement nulle. Nous pensons donc que les rayonnements de haute énergie décelés sont attribuables à des impuretés.

3.1.4. *Spectres des impuretés.* — L'examen comparé des figures 3, 5, 6 et 7 montre que l'on trouve sur chacune d'elles un pic aux environs de 500 keV. Il est attribuable à la réaction $^{16}O(p, \gamma)$ ^{17}F [4]. Pour tous les corps étudiés sauf l'étain (*fig.* 8, 9, 10) nous observons une remontée vers 5 MeV qui ne peut être observée au delà de 6 MeV en raison des dimensions de notre cristal. D'autres remontées intermédiaires plus légères sont attribuables au carbone déposé sur la cible (2,3 et 2,6 MeV) et à l'azote.

3.2. Rendement en γ. — Les courbes de la figure 11 montrent que l'activité du cuivre croît très rapidement en fonction de l'énergie incidente ; celle de l'étain semble croître jusque vers 850 keV pour redescendre ensuite. L'argent, le tantale et le molybdèbe se tiennent à un niveau très bas dans toute la gamme d'énergie de notre machine. Ces trois corps sont donc également propres à servir de support de cible. L'emploi du tantale s'avérait difficile car ce métal ne se soude pas ; or des techniques nouvelles de cuivrage ont été mises au point. L'air liquide nous a cuivré « par métallisation » une pastille de tantale sur laquelle on peut alors aisément souder à l'étain un tuyau de refroidissement et s'en servir comme support d'un dépôt mince à étudier.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hunt (S. E.), Pope (R. A.), Evans (W. W.) et Hancock (D. A.), *British J. applied physics*, 1958, **11**, 443.
[2] Deutsh (M.), Kofoed-Hansen, *Exp. nuclear physics*, **3**, 270.
[3] Alder (K.), Bohr (A.), Huus (T.), Motelson (B.) et Winther (A.), *Rev. mod. Physics*, 1956, **28**, 432.
[4] McClelland, Mark, Goodman, *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1191.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 416.

LES EXCITATIONS VIBRATIONNELLES DES NOYAUX PAIR-PAIR

Par Maurice JEAN,
Laboratoire de Physique Nucléaire,
Faculté des Sciences.
Orsay (S.-et-O.).

Résumé. — Exposé de l'état actuel de la systématique et de l'interprétation des propriétés des premiers niveaux excités des noyaux pair-pair des régions intermédiaires entre les couches magiques et les zones de grandes déformations.

Abstract. — A short survey is given of the present situation in the systematics and the interpretation of the low lying excited states of even-even nuclei in the region between the magic nuclei and the strongly-deformed ones.

Les informations empiriques sur les premiers niveaux excités des noyaux pair-pair s'accumulent très régulièrement depuis que le caractère collectif de la plupart de ces excitations a été mis en évidence. En particulier, un très vif intérêt a été témoigné aux propriétés des niveaux excités de spin et de parité 2+. Plus récemment, les bas niveaux 3— ont fait également l'objet d'une interprétation collective. Cet intérêt s'explique surtout par le développement parallèle, dans le cadre du modèle unifié de Bohr-Mottelson de modèles simples, modèle « rotationnel » et modèle « vibrationnel » offrant la possibilité d'une confrontation expérience-théorie. Ce sont surtout les caractéristiques des transitions électromagnétiques entre ces bas niveaux qui ont fait l'objet d'études systématiques. Nous nous proposons dans ce bref rapport de présenter l'état de nos connaissances dans ce domaine ainsi que les perspectives d'interprétation. Enfin, nous discuterons rapidement l'orientation actuelle des recherches entreprises pour mieux comprendre les excitations collectives de caractère vibrationnel.

I. — Les données expérimentales les plus abondantes concernent les deux premiers niveaux 2+ que nous désignerons par la suite par 2 et 2′ (v. *fig.* 1). La vie particulièrement courte du premier niveau 2, la très forte proportion de rayonnement $E2$ (très souvent de l'ordre de 90 %) dans la transition (2′ → 2) sont en contradiction flagrante avec ce qu'on attend d'un modèle à particules indépendantes et militent en faveur d'une

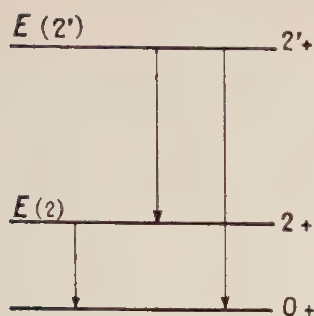


FIG. 1.

interprétation collective. Le modèle « vibrationnel » [1]-[5] se prête particulièrement bien à l'explication des propriétés d'ensemble de ces niveaux et a conduit à des prévisions bien déterminées en ce qui concerne les rapports suivants :

$$r_1 = \frac{B(E2\,;\,2' \to 2)}{B(E2\,;\,2' \to 0)}, \qquad r_2 = \frac{B(E2\,;\,2' \to 2)}{B(E2\,;\,2 \to 0)}$$

ainsi que le mélange $E2/M1$ dans la transition $2' \to 2$. Il est maintenant bien connu que l'interprétation vibrationnelle conduit à :

$r_1 = \infty, r_2 = 2$ pour les noyaux sphériques pour

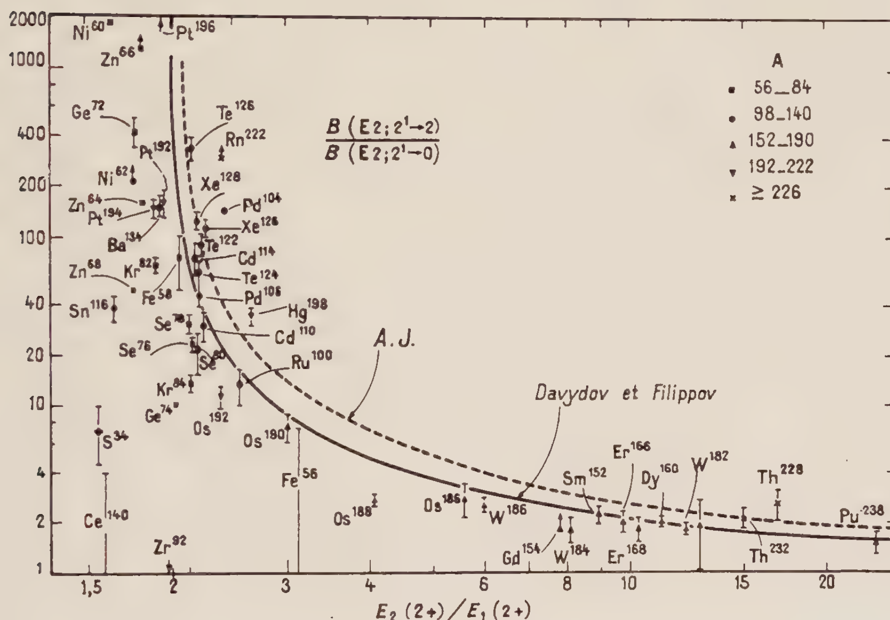


FIG. 2.

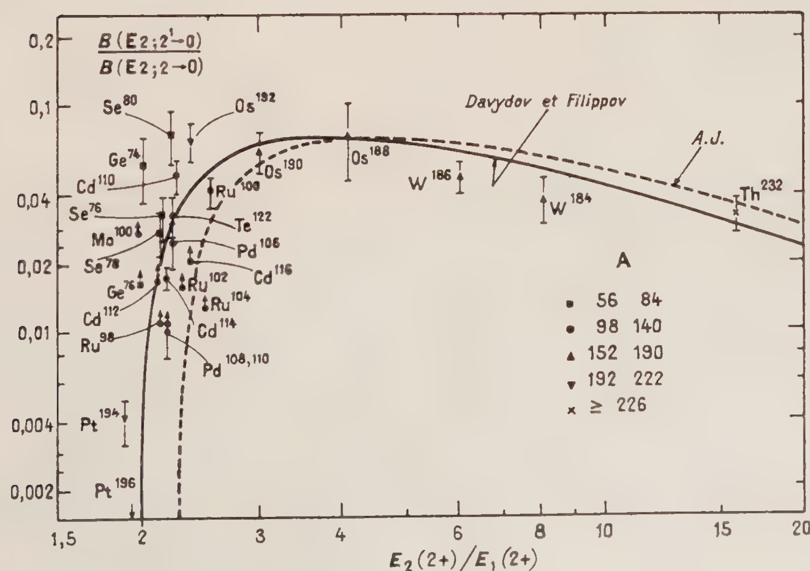


FIG. 3.

lesquels $E(2')/E(2) = 2$ et $r_1 = 10/7$, $r_2 = 0$ pour les noyaux déformés pour lesquels $E(2')/E(2)$ est très variable mais toujours beaucoup plus grand que deux [1].

Dans les deux cas la transition $M1$ est interdite.

Une systématique détaillée vient d'être publiée par Van Patter [6]. Elle résume et discute les informations recueillies sur les deux premiers niveaux 2+ de 55 noyaux pair-pair étudiés par radioactivité et de 27 noyaux pair-pair étudiés par excitation coulombienne. Nous avons reproduit sur la figure 2 le diagramme obtenu par Van Patter en portant les valeurs du rapport r_1 en fonction du rapport $x = E(2')/E(2)$ des énergies des deux niveaux pour chacun des noyaux étudiés. De même la figure 3 reproduit le diagramme obtenu par cet auteur pour la variation de r_2 en fonction de la même quantité $x = E(2'/E(2)$.

Enfin la figure 4 représente le rapport des probabilités réduites

$$r_3 = \frac{B(E2\ ;\ 2' \to 0)}{B(E2\ ;\ 2\ \to 0)}$$

qui est évidemment lié aux deux précédents. On

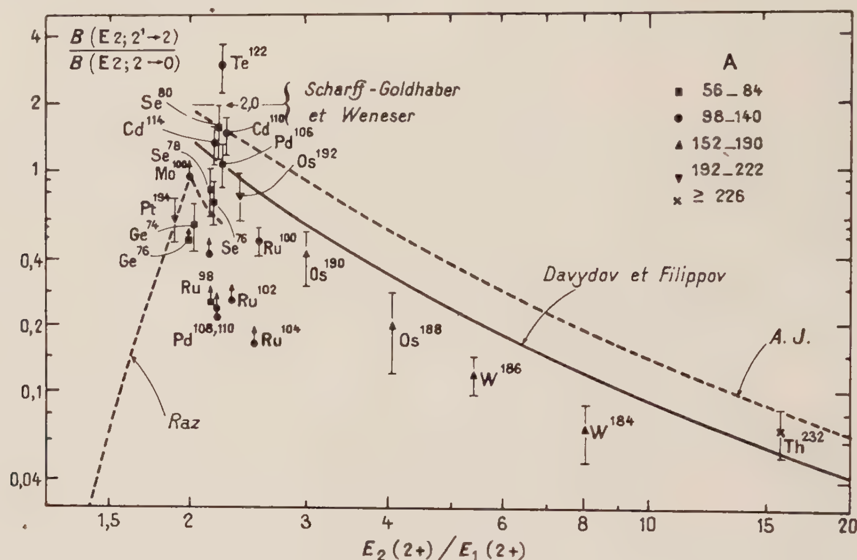


Fig. 4.

observe un accord qualitatif d'ensemble pour les noyaux correspondants aux deux cas extrêmes : noyaux sphériques et noyaux déformés. On constate de plus une transition continue assez bien définie entre les deux limites. Il était particulièrement intéressant de confronter l'allure générale de ces résultats empiriques avec les prévisions d'un modèle capable d'interpoler entre les deux cas limites. Un tel modèle a été proposé récemment par Davydov et Filippov (D. F.) [7]. Nous en résumerons succintement les caractéristiques essentielles. Reprenant une idée de C. Marty [8], D. F. admettent que les noyaux suffisamment éloignés des couches magiques ont une déformation d'équilibre permanente correspondant à une forme ellipsoïdale non nécessairement à symétrie axiale et effectuent des mouvements de rotation. Cette déformation est caractérisée par les deux paramètres β et γ de Bohr qui ont des valeurs fixées : le modèle est donc purement rotationnel. Les noyaux « rotationnels » sphéroïdaux usuellement considérés correspondent à $\gamma = 0$ (forme prolate : cigare) ou à $\gamma = \pi/3$ (forme oblate : soucoupe) et leur rotation ne peut s'effectuer qu'autour d'un axe passant par le centre de gravité et perpendiculaire à l'axe de symétrie. On obtient alors la bande de rotation bien connue $I = 0, 2, 4$, etc... avec des énergies proportionnelles à $I(I+1)$. Par contre, dans le modèle de D. F. γ peut prendre toutes les valeurs dans l'intervalle $(0, \pi/3)$, d'autres modes de rotation deviennent possibles et de nouveaux états rotationnels apparaissent. La valeur $\gamma = \pi/6$ correspond à une forme intermédiaire entre la forme cigare et la forme soucoupe, le spectre est alors très différent de la structure rotationnelle usuelle et ressemble assez aux spectres observés dans les régions intermédiaires entre couches magiques et zones de grande déformation. Nous énumérerons brièvement les prévisions typiques du modèle rotationnel asymétrique en les comparent avec les données expérimentales.

1) Entre les deux valeurs extrêmes de γ ; 0 et $\pi/3$ le spectre change d'une manière monotone

[1] Le niveau 2' est alors interprété comme niveau de vibration gamma (cf [3]).

passant de la structure rotationnelle usuelle à une structure possédant des similarités assez frappantes avec le spectre vibrationnel des noyaux sphériques (cf. *fig.* 5). On ne retrouve cependant pas la dégénérescence des niveaux du modèle vibrationnel. Le rapport $x = E(2')/E(2)$ varie de ∞ à 2 quand x varie de 0 à 30°.

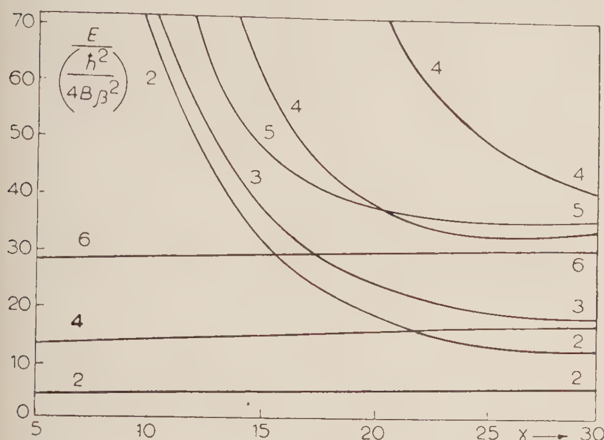


FIG. 5.

2) Il existe une relation caractéristique entre les énergies des niveaux de spin 2 et 3 :

$$E(2) + E(2') = E(3) \quad (1)$$

valable pour tout le domaine de variation de x. Cette relation semble assez bien vérifiée pour les noyaux susceptibles d'une interprétation collective.

3) Les rapports r_1 et r_2 des probabilités de transition $E2$ entre les niveaux $2+$ et le fondamental sont des fonctions simples de la seule variable γ et peuvent donc être exprimés en fonction du rapport $x = E(2'/E(2)$:

$$r_1 = \frac{10}{7}\frac{(x+1)\,x}{(x-1)\,(x-2)} \qquad r_2 = \frac{10}{7}\frac{(x+1)}{(x-1)\,(2x-1)} \quad (2)$$

$$r_3 = \frac{x-2}{x(2x-1)}.$$

On retrouve pour $\gamma \to 0$ les résultats ($x \to \infty$, $r_1 = 10/7$, $r_2 = 0$) du modèle sphéroïdal conventionnel. De même pour $\gamma = 30°$ les prévisions sont assez semblables ($x = 2$, $r_1 \to \infty$, $r_2 = 10/7$) à celles du modèle vibrationnel pour les noyaux sphériques. Les variations des rapports r_1, r_2, r_3 ont été représentées graphiquement en trait plein sur les figures 2, 3, 4. On observe un accord d'ensemble frappant entre les prévisions du modèle et les données expérimentales, à la fois dans les cas limites et dans les régions de transition.

4) Enfin D. F. tirent de leur modèle pour la proportion du mélange $E2/M1$ dans la transition $2' \to 2$, une expression qui ne dépend ni de β ni de γ mais seulement du facteur gyromagnétique g_R du noyau et du rayon R. Les résultats numériques obtenus sont d'un ordre de grandeur comparable au pourcentage de rayonnement $E2$ généralement observé. Cependant, sur la base de raisonnements généraux, il semble que la transition $M1$ devrait être strictement interdite et le traitement de D. F. paraît assez douteux [1].

Le grand mérite du modèle de D. F. a été très certainement de fournir avec une théorie d'une belle simplicité des prévisions quantitatives dans les régions intermédiaires entre les noyaux sphériques et les noyaux sphéroïdaux où l'accumulation des données expérimentales faisait très vivement ressentir la nécessité d'une comparaison quantitative entre théorie et expérience. Son succès qui n'en est que plus frappant dans un si vaste domaine inclinerait fortement à penser qu'un grand nombre de noyaux préfèrent une forme asymétrique. Sans vouloir insister sur les difficultés que présente la justification du modèle de D. F. à partir de principes fondamentaux, nous voulons attirer l'attention sur le fait que l'ensemble des résultats expérimentaux qui s'interprètent si remarquablement avec D. F. ne sont pas incompatibles avec le modèle plus conventionnel des déformations sphéroïdales. A la suite des recherches systématiques sur les noyaux de $A > 184$ effectuées soit par radioactivité G. Scharff-Goldhaber [4] soit par excitation coulombienne par MacGowan et Stelson [10] et Barloutaud [11], nous avons en collaboration avec R. Arvieu [12] examiné la possibilité d'obtenir une description effectuant la transition entre les noyaux sphériques et les noyaux sphéroïdaux. Ce sont les lignes directrices et les principales conclusions de ce travail que nous voulons maintenant brièvement résumer. Pour tenter d'expliquer les déviations par rapport à 2 du rapport $x = E(2')/E(2)$ Wilets et Jean [2] ont proposé d'adjoindre à l'hamiltonien décrivant les oscillations quadrupolaires harmoniques un terme potentiel $\frac{1}{2}C(\beta - \beta_0)^2$ indépendant de γ favorisant des oscillations de forme sans donner de préférence à une symétrie particulière, c'est le modèle à « forme instable » ou « γ instable ». Cette théorie n'est cependant pas suffisante pour expliquer l'ensemble des propriétés des noyaux des régions de transition. En particulier le rapport $E(2')/E(2)$ ne peut pas dépasser la valeur 2,5 la transition ($E2$; $2' \to 0$) reste toujours interdite ($r_1 = \infty$) et le rapport $r_2 = \dfrac{B(E2\,;\,2' \to 2)}{B(E2\,;\,2 \to 0)}$ ne peut descendre au-dessous de 10/7. Toutefois les mêmes auteurs signalaient que l'adjonction d'un terme potentiel fonction périodique de 3γ est susceptible de lever les dégénérescences subsistant après l'introduction du potentiel γ instable et d'assurer la

(1) Cf. également note 13, référence [9].

transition vers les propriétés des noyaux sphéroïdaux. Nous avons étudié les conséquences, en ce qui concerne les propriétés des niveaux 2 et 2′ de la présence dans l'hamiltonien vibrationnel d'un terme « γ stabilisateur » de la forme $\frac{k}{\beta^2}(1 - \cos 3\gamma)$ favorisant une déformation à symétrie axiale. L'hamiltonien reste alors séparable par rapport aux variables β d'une part et γ et θ_i (angles d'Euler de la rotation) d'autre part. Les fonctions d'ondes s'écrivent alors :

$$\Psi_{(\beta,\gamma,\theta_i)}^{I=2,M,n,\Lambda} = f_{(\beta)}^{I=2,n,\Lambda} \{ \mathfrak{D}_{M0}^2(\theta_i)\, g_0^{2\Lambda}(\gamma) + [\mathfrak{D}_{M2}^2(\theta_i) + \mathfrak{D}_{M-2}^2(\theta_i)]\, g_2^{2\Lambda}(\gamma)\}$$

où les $\mathfrak{D}_{MK}^2$ sont les fonctions de transformation pour les harmoniques sphériques d'ordre 2. Les nombres quantiques n caractérisent les vibrations β (nous nous intéresserons dans ce qui suit à $n = 0$) et Λ distingue les deux niveaux 2 et 2′. Les fonctions satisfont à deux équations différentielles couplées qui prennent une forme simple en posant [13] :

$$g_0 = w \cos \gamma + v \cos \gamma$$

$$g_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(w \sin \gamma - v \sin 2\gamma)$$

où les fonctions w et v sont des fonctions de $z = \cos 3\gamma$. On a alors à résoudre le système :

$$9(1 - z^2)\frac{d^2w}{dz^2} - 24z\frac{dw}{dz} + [\Lambda - 4 + k(1 - z)]\, w + 12\frac{dv}{dz} = 0$$

$$9(1 - z^2)\frac{d^2v}{dz^2} - 30z\frac{dv}{dz} + [\Lambda - 10 + k(1 - z)]\, v + 6\frac{dw}{dz} = 0.$$

Pour le niveau fondamental $I = 0$ on a simplement :

$$\Psi_{(\beta,\gamma,\theta_i)}^{I=0,M=0,n=0,\Lambda} = f_{(\beta)}^{00\Lambda}\, \mathfrak{D}_{00}^0\, g_0^{0\Lambda}(\gamma)$$

où $g_0^{0\Lambda}(\gamma) = u$ est simplement une fonction de $\cos 3\gamma = z$ et satisfait à :

$$9(1 - z^2)\frac{d^2u}{dz^2} - 18z\frac{du}{dz} + [\Lambda + k(1 - z)]\, u = 0.$$

La méthode de perturbation peut être appliquée dans les deux cas limites $y \to 0$ et $k \to \infty$. On retrouve alors les prévisions du modèle conventionnel avec vibration-rotation à la fois pour les noyaux sphériques (k petit) et sphéroïdaux (k grand). La région de transition entre ces deux cas a été étudiée en utilisant une méthode variationnelle, les fonctions d'essai pour u, v et w étant choisies de façon à coïncider avec les solutions fournies par la théorie des perturbations. Des expressions de la forme $u \sim e^{az}$, $w \sim e^{bz}$ et $v \sim ce^{bz}$, où a, b, c sont les paramètres à varier, conduisent à des calculs numériques simples et semblent satisfaisantes. Les probabilités de transition ($E2$; $2' \to 2$), ($E2$; $2' \to 0$) et ($E2$; $2 \to 0$) ont été calculées, ainsi que la quantité

$$x = E(2')/E(2).$$

Celle-ci varie de 2 à $+\infty$ lorsque k couvre le domaine de variation $(0, \infty)$. Le modèle ne faisant intervenir qu'un seul paramètre k, il est encore possible d'exprimer les divers rapports r_1, r_2 et r_3 en fonction de x. Les résultats de ces calculs sont représentés par les courbes en pointillé sur les figures 2, 3 et 4. On constate une grande similitude dans le comportement général de nos résultats et ceux de D. F., ces derniers paraissant en meilleur accord d'ensemble avec les données expérimentales. Il paraît légitime d'avancer que le modèle sphéroïdal de vibration-rotaiton conduit à des prévisions en accord avec les prévisions 1) et 3) de D. F. qui font l'essentiel du succès de leur modèle de rotor asymétrique. La règle 2) ne semble pas être elle-même un test spécifique de ce modèle. La relation (1) est satisfaite dans notre modèle dans la limite $k \to 0$ où l'on a $E(2) = \hbar\omega$, $E(2') = 2\hbar\omega$ et $E(3) = 3\hbar\omega$ ainsi que dans la limite $k \to \infty$ où le niveau 3+ est le premier niveau de la bande de rotation ($K = 2$) construite à partir du niveau 2′ de vibration γ. On a donc dans ce dernier cas $E(2) = 3h^2/J$ et

$$E(3) = (3h^2/J) + E(2)$$

où $J = 3B$ est le moment d'inertie du noyau. Pour les valeurs intermédiaires de k, l'étude du niveau 3+ peut être aussi effectuée dans le cadre de la méthode variationnelle utilisée pour les niveaux 2+ et le fondamental. Elle confirme la validité de la règle 2° dans tout le domaine de variation de k. Enfin dans notre modèle où le moment magnétique est proportionnel au moment angulaire total la transition ($M1$; $2' \to 2$) est toujours interdite. Cette règle de sélection est évidemment trop stricte, mais il est difficile d'exiger d'un modèle qui prétend décrire les propriétés d'ensemble d'une large classe de noyaux de rendre compte de phénomènes qui ne semblent intervenir qu'en deuxième approximation. Cette remarque s'applique aussi évidemment au modèle de D. F. Il est clair que le modèle que nous avons examiné possède de très sérieuses limitations. En particulier, on ne peut en attendre des précisions quantitatives absolues puisqu'il est une extension du modèle hydrodynamique à fluide irrotationnel. D'autre part, la forme du potentiel « stabilisateur » est certainement trop simple. Elle conduit, comme la théorie de D. F. à un niveau 2′ dont l'énergie $E(2')$ est infiniment grande pour les noyaux présentant un spectre purement rotationnel en $I(I + 1)$. Notre modèle peut être raffiné en introduisant à côté du terme « γ stabilisateur » un terme γ instable » de la forme $\frac{1}{2}C(\beta - \beta_0)^2$. La théorie y

gagne un paramètre mais devient plus difficile à manier. Ce paramètre peut d'ailleurs être fixé en imposant que le quantum de vibration γ soit égal à celui de vibration β pour les noyaux sphéroïdaux à spectre rotationnel. Les prévisions en ce qui concerne les probabilités de transition ne se trouvent pas sensiblement modifiées. Enfin nous croyons pouvoir conclure en affirmant que toutes les données expérimentales qui sont en accord avec les prédictions de D. F. peuvent être également bien comprises dans le cadre du modèle plus conventionnel à déformations sphéroïdales [14].

II. — Nous voudrions maintenant, sans malheureusement trop insister faute de temps, attirer l'attention sur l'interprétation collective dont font l'objet les bas niveaux 3 — de certains noyaux pair-pair. Lane et Pendlebury [15] ont récemment examiné les propriétés de ces niveaux obtenus de différentes sources ; radioactivité, diffusion inélastique de protons deutérons ou particules alpha et diffusion inélastique d'électrons de grande énergie. L'indication que la transition

$$(E3, 3 - \to 0 +)$$

peut être en compétition avec la transition $(E1 ; 3 - \to 2 +)$ suggère fortement que le niveau 3 — pourrait être le premier niveau de vibration octupolaire. Les distributions angulaires obtenues par Cohen dans son étude systématique de la diffusion inélastique de proton de 23 MeV semblent également confirmer cette interprétation. Les énergies d'excitation, qui pour les noyaux moyens sont de l'ordre de 2 à 3 MeV, sont caractérisées par une variation très régulière en fonction du nombre de masse, les fluctuations étant incomparablement plus faibles que celles des excitations quadrupolaires (*fig.* 6). Malheureusement, les informations détaillées sur ces niveaux 3 — sont encore extrêmement maigres. On connaît seulement quatre vies moyennes $E3$, avec beaucoup d'incertitude, (^{16}O, ^{40}Ca, ^{88}Sr, ^{208}Th). L'analyse de celles-ci soit dans le cadre du modèle à particules indépendantes, soit dans le cadre du modèle collectif vibrationnel, soit encore dans le cadre de règle de somme, est en faveur de l'interprétation collective. Il faut souhaiter que de nombreux travaux expérimentaux nous apportent prochainement des informations précises sur ces niveaux 3 —.

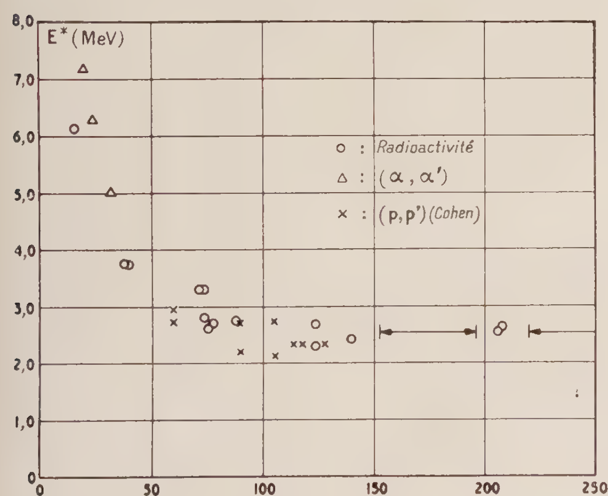


Fig. 6.

III. — Pour terminer, nous décrirons succinctement l'une des orientations, qui nous semble prometteuse, prises par les recherches en vue de clarifier les origines des excitations collectives dites vibrationnelles. Le « cranking model » d'Inglis [16] a puissamment contribué à éclairer les rapports entre le modèle des couches et les mouvements collectifs des noyaux. Il a en particulier aidé à comprendre les liens entre ce dernier type de mouvements et les excitations individuelles de nucléons. Il est cependant désirable d'affranchir cette description de l'introduction artificielle d'un champ « oscillant » ou « tournant » et d'obtenir une théorie construisant les excitations collectives à partir du seul mouvement des particules. Le modèle proposé par Elliott [17] va très loin dans cette voie, en ce qui concerne les rotations collectives. Il semble que des méthodes généralisant celles de Brueckner, Gell-Mann et Sawada [18] et de Bogoliubov [19] pour décrire les excitations collectives des systèmes à un grand nombre d'électrons puissent être la clé du problème de l'interprétation des excitations collectives du type vibrationnel des noyaux. Considérons, pour fixer les idées, un noyau comprenant quelques nucléons en plus d'un nombre magique ou quasi-magique. Nous admettrons que les nucléons sont plongés dans un champ moyen à symétrie sphérique auquel s'ajoute une interaction résiduelle à deux corps. Si cette dernière était absente les états excités correspondraient simplement au saut d'un électron d'un état ν de la mer de Fermi à un état ν' au-dessus de celle-ci. Le nouvel état, constitué de la paire particule-trou (ν, ν'), possède une énergie d'excitation $\hbar\omega$ bien définie dont on peut obtenir des multiples entiers en multipliant les paires (ν, ν'). On obtient ainsi un mode d'excitation ressemblant dans une certaine mesure à une oscillation harmonique de fréquence ω. Cependant, puisqu'elle ne correspond en fait qu'aux configurations pures du modèle des couches, cette image naïve ne s'accorde pas avec la petitesse du quantum d'excitation collective généralement observé ni avec le caractère coopératif des transitions électromagnétiques issues des niveaux collectifs. Ce sont les interactions résiduelles qui doivent intervenir d'une manière décisive pour donner un

caractère collectif aux excitations du type paire particule-trou. A cause de l'interaction entre ces paires, des transferts d'énergie sont possibles entre les divers modes qui leur correspondent et la description ressemble plutôt à celle d'un système d'oscillateurs couplés. Les modes non couplés sont fréquemment dégénérés et l'on peut s'attendre si les interactions interfèrent d'une manière constructive, à ce que l'effet de celles-ci soit pratiquement entièrement reporté sur l'un des modes normaux, que nous appellerons dès maintenant collectif, dont l'énergie d'excitation se trouvera ainsi considérablement abaissée ou augmentée suivant que l'interaction effective est attractive ou répulsive. Un tel effet de résonance entre les divers modes d'excitation a déjà été invoqué par Fallieros et Ferrell [20] pour l'interprétation des propriétés du premier niveau 0 + de ^{16}O et plus récemment par Brown et Bolsterli [21] à propos des excitations dipolaires des noyaux. Ces auteurs observent que tout le pouvoir de transition électromagnétique est transféré sur le niveau que nous avons déjà appelé collectif, ce qualitatif se trouvant ainsi complètement justifié. L'application de ces idées à la description des excitations vibrationnelles a été également proposée récemment par Takagi [22]. Toutefois, on sait que les effets de caractère collectif sont dus à la partie à longue portée des interactions résiduelles et que les corrélations dues à la partie à courte portée, par les phénomènes de « pairing » qu'elles induisent, en particulier entre les extranucléons, ont des répercussions importantes non seulement sur les caractéristiques des excitations individuelles, mais aussi sur la dynamique collective [23], [24]. Il paraît donc essentiel d'introduire ces corrélations dans la formulation d'une théorie des excitations collectives. A cette fin Arvieu et Vénéroni [25] ont récemment proposé d'adapter au cas des systèmes finis de nucléons à symétrie sphérique une méthode utilisée par Bogoliubov [19] pour étudier les excitations collectives d'un état superconducteur. Leur théorie a pour point de départ un système de nucléons identiques dans un champ moyen à symétrie sphérique (couplage j-j) auquel s'ajoutent des interactions résiduelles à deux corps. Les effets de « pairing » dus à la partie à courte portée de la force résiduelle sont traités de la manière approximative déjà utilisée par Belyaev [24], c'est-à-dire en effectuant la transformation canonique de la théorie de la superconductivité de Bogoliubov. L'interaction résiduelle s'exprime alors à l'aide des opérateurs d'absorption et de création de quasi particules d et d^+ et est développée en multipoles. Les termes susceptibles d'une interprétation collective c'est-à-dire ceux qui, dans un traitement de perturbation font, à un ordre donné, intervenir le plus grand nombre de nucléons (cf. discussion de Brueckner, Gell-Man et Sawada [18] et de Bogoliubov [19]) s'écrivent simplement à l'aide des opérateurs de quasi-bosons :

$$\mathcal{A}_{\lambda\mu}^{\nu_2 j_2 \nu_1 j_1} = \sum_{m_2 m_1} < j_2\, j_1\, m_2\, m_1 | \lambda\mu > d^+_{\nu_1 j_1 m_1}\, d^+_{\nu_2 j_2 m_2}$$

et de leurs hermitiques conjugués. Ces opérateurs satisfont approximativement aux relations de commutation caractéristiques d'un champ de boson et sont associés aux modes non couplés qui en l'absence d'interactions de pairing se réduisent aux excitations particule-trou (ν_1, ν_2). L'hamiltonien résultant comprend alors essentiellement une partie décrivant les quasi particules libres, des termes quadratiques en $\mathcal{A}$ et $\mathcal{A}^+$ décrivant un couplage des quasi bosons et qui correspondent en fait à l'interaction entre paires particule-trou, des termes de couplage « quasi bosons »-« quasi particules », c'est-à-dire correspondant au couplage des excitations collectives et des excitations indivuelles, enfin des termes correspondant aux diffusions de quasi particules. Lorsqu'on néglige ces deux derniers types de termes, il est possible de déterminer la transformation canonique permettant de définir les modes normaux résultant du couplage des quasi bosons. Les énergies d'excitation peuvent être déduites d'un système d'équations intégrales connectant les coefficients de la transformation canonique. Les solutions de ce système s'obtiennent facilement dans l'hypothèse simplificatrice de la séparabilité (ou de la constance) des éléments de matrice radiaux. La discussion qualitative des fréquences des modes normaux peut se faire graphiquement suivant un procédé similaire à celui décrit dans la référence 21. On observe bien alors pour les oscillations quadrupolaires, par exemple, une dépression qui peut être importante du niveau le plus bas dont l'énergie d'excitation est cependant étroitement liée au « gap » caractéristique de l'effet de pairing. En particulier lorsqu'on se limite à l'étude des oscillations collectives d'une seule couche incomplète de j donné on retrouve, sans l'intermédiaire du champ oscillant du « cranking model » ni de l'approximation adiabatique, la variation de la fréquence collective ω, en fonction du nombre N de nucléons dans la couche, déjà obtenue par Belyaev (référence 24, éq. 163) :

$$\hbar\omega \sim \sqrt{1 - \mathrm{C^{te}}(N/2j+1)\,(1 - N/2j+1)}.$$

Par ailleurs, les niveaux les plus élevés qui correspondent alors aux excitations individuelles se trouvent dépossédés de leur pouvoir de transition au profit du niveau collectif. Ne pouvant donner ici plus de détails, nous conclurons simplement en affirmant que la méthode paraît très prometteuse, en particulier en ce qui concerne l'étude de l'influence des effets de pairing sur les phénomènes collectifs et la comparaison des divers types d'oscillations collectives (quadrupolaire, octupolaire, etc...).

BIBLIOGRAPHIE

[1] Scharff-Goldhaber (G.) et Weneser (J.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 212.
[2] Wilets et Jean (M.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 788.
[3] Alder (K.), Bohr (A.), Huus (T.), Mottelson (B.) et Winther (A.), *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28**, 432.
[4] Scharff-Goldhaber (G.), Proc. of the University of Pittsburg Conference (6 au 8 juin 1957), 447.
[5] Jean et Touchard (J.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 56.
[6] Van Patter (D. M.), *Nucl. Physics*, 1959, **14**, 42.
[7] Davydov (A. S.) et Filippov (G. F.), *Nucl. Physics*, 1958, **8**, 237.
[8] Marty (C.), *Nucl. Physics*, 1956, **1**, 85 et 1957, **3**, 193.
[9] Tamura (T.) et Komai (L. G.), *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **3**, 344.
[10] MacGowan (F. K.) et Stelson (P. H.), C. R. du Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, 1958, Dunod Éd.
[11] Barloutaud (R.), *Thèse*, Université de Paris (1958).
[12] Arvieu (R.) et Jean (M.), non publié.
[13] Bès (D. R.), *Nucl. Physics*, 1959, **10**, 373.
[14] Une conclusion similaire est atteinte par Tamura (T.) et Udagawa (T.), (preprint) qui ont examiné en théorie des perturbations les deux cas extrêmes des noyaux sphériques et des noyaux sphéroïdaux. Dans les premiers cas, ces deux auteurs utilisent un potentiel perturbateur de la forme $\sum_n k_n(\beta - \beta_n)^n \cos^n 3\gamma$ qui est une généralisation de notre potentiel γ stabilisateur. Nous remercions le Dr. Tamura de nous avoir communiqué ses résultats avant publication.
[15] Lane (A. M.) et Pendlebury (E. D.), (preprint).
[16] Inglis (D. R.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1059 et 1955, **97**, 701.
[17] Elliott (J. P.), *Proc. Roy. Soc.*, 1959, **245**, 128, 562.
[18] Gell-Mann (M.) et Brueckner, *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 364.
Sawada (K.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 372.
[19] Bogoliubov (N. N.), Tolmachev (V. V.) et Shirkov (D. V.), A new method in the theory of superconductivity 1959, Chapman et Hall, Londres.
[20] Fallieros (S.) et Ferrell (R. A.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 660.
Fallieros (S.), Thesis (Ph. D.), University of Maryland, 1959, non publié.
[21] Brown (G. E.) et Bolsterli (M.), *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **3**, 472.
[22] Takagi (S.), *Prog. Theor. Physics*, 1959, **21**, 174.
[23] Bohr (A.) et Mottelson (B. R.), *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1955, **30**, n° 1.
[24] Belyaev (S. T.), *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1959, **31**, n° 11.
[25] Arvieu (R.) et Vénéroni (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 992.
Kobayasi (M.) et Marumoni (T.), (preprint) ont également examiné les excitations collectives de quasiparticules dans une seule couche sur un modèle simplifié ne contenant qu'une interaction quadrupolaire du type Elliott et la force de pairing de Mottelson (Cours de l'École d'Été de Physique Théorique des Houches).
Des considérations similaires sont développées à Copenhague par Brc-Jørgensen et Hatuft. (Communication privée de Aage Bohr.)

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 423.

LARGEURS PARTIELLES DE TRANSITION POUR LES NIVEAUX DE SPIN $J = 1$ DE ^{184}W ET ^{196}Pt EXCITÉS PAR LA CAPTURE DES NEUTRONS INTERMÉDIAIRES

Par J. JULIEN, C. CORGE, V.-D. HUYNH, F. NETTER et J. SIMIC
Section de Physique Nucléaire à Basse Energie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — On étudie les niveaux excités dans W et Pt par la capture des neutrons intermédiaires. Certaines fluctuations apparaissent, de résonance à résonance, pour les niveaux excités de spin $J = 1$ de ^{184}W et ^{196}Pt, dans les probabilités de transition radiative au niveau fondamental ou aux premiers niveaux excités. La distribution de ces fluctuations est discutée à la lumière de l'interprétation de Porter-Thomas.

Abstract. — The $J = 1$ levels excited by resonance neutron capture have been studied for W and Pt. The relative transition probabilities to the ground state or to the first excited levels show some fluctuations from level to level. In order to analyze the distributions of the partial radiation width, it has been assumed, as Porter and Thomas did, that the correct distribution a χ^2 distribution.

Parmi les différents paramètres caractérisant les niveaux excités par l'interaction des neutrons « s » avec les noyaux, les largeurs radiatives et de diffusion ainsi que l'espacement des niveaux peuvent, par des mesures de transmission, être connues avec assez de précision. La valeur du spin du niveau excité J, bien que ne pouvant prendre que les deux valeurs $I \pm 1/2$, est difficile à déterminer et exige la mesure des sections efficaces partielles qui, combinées à la valeur de la section efficace totale, permettent de déduire la valeur de J. Ces expériences sont en général délicates et longues. Une autre façon de déduire la valeur de J fut suggérée par Landon et Rae [1].

Elle est basée sur la mise en évidence de certaines transitions directes dans le spectre de rayonnement γ émis par capture des neutrons pour les résonances considérées. Cette méthode fut employée pour la détermination des valeurs du spin de quelques niveaux des noyaux composés ^{196}Pt et ^{184}W [2] [3].

Le fait de ne pas observer pour une résonance la transition cherchée (par exemple $1^- \rightarrow 0^+$) ne nous autorise pas à choisir la valeur $J = 0$, si la probabilité de transition pour les niveaux de spin $J = 1$ fluctue notablement de résonance en résonance. Le tableau ci-dessous reflète de telles variations que nous allons examiner plus en détail.

^{184}W($J = 1$)

Énergie des résonances en eV	Probabilités relatives des transitions $\left\{\begin{matrix}1^- \rightarrow 0^+\\ 1^- \rightarrow 2^+\end{matrix}\right.$
—	—
7,62	1,23
27,1	0,83
40,8	0,91
46,6	0,86
65,7	1,25
157,5	0,77
174,5	0,61
193	1,18
216	1,04
244,5	0,72
259,5	0,74
323	1,47
543	1,57

^{196}Pt($J = 1$)

Énergie des résonances en eV	Probabilités relatives des transitions (valeur moyenne = 1) $1^- \rightarrow 0^+$	$\left\{\begin{matrix}1^- \rightarrow 2^+\\ 1^- \rightarrow 2'^+\end{matrix}\right.$
—	—	—
69	1,27	1,77
113	0	0,75
120,5	0,87	1,16
140	0,87	0,88
150,8	0,47	0,30
155	0,32	0,18
189	1,48	0,68
223	2,69	2,12
257,7	0	0,70
286	1,48	2,20
304	2,12	1,21
348	0	
378	0	0,36
412	1,26	0,37
455	0,50	0,22
492	0,63	0,61
561	2,14	1,01
606	1,91	2,39

Porter et Thomas [4] ont considéré le problème des fluctuations des probabilités de transition, en particulier pour les largeurs de diffusion. Ils supposent que le nombre de voies contribuant *indépendamment* à l'émission de rayonnements γ ou de neutrons serait égal au nombre de degrés de liberté d'une distribution en χ^2 qui représenterait la distribution des largeurs radiatives ou de diffusion. Dans le cas des largeurs de diffusion, la loi prévue des fluctuations correspond à $\nu = 1$. On s'attend à la même loi de distribution pour les fluctuations de probabilités de transition radiative directe d'un niveau initial à un état final bien déterminés. L'accord d'une distribution correspondant à une certaine valeur ν avec les fluctuations des valeurs expérimentales permet d'en déduire le nombre ν de voies ouvertes pour la désexcitation étudiée sous la double réserve que ces voies soient indépendantes (sinon l'expérience donne ν inférieur au nombre réel de voies) et que l'énoncé statistique du problème soit correct. La mise en évidence d'une valeur de ν élevée doit faire rechercher si le nombre de voies physiques de désexcitation n'a pas été sous-estimé ou si le dispositif expérimental n'entraîne pas une superposition de processus.

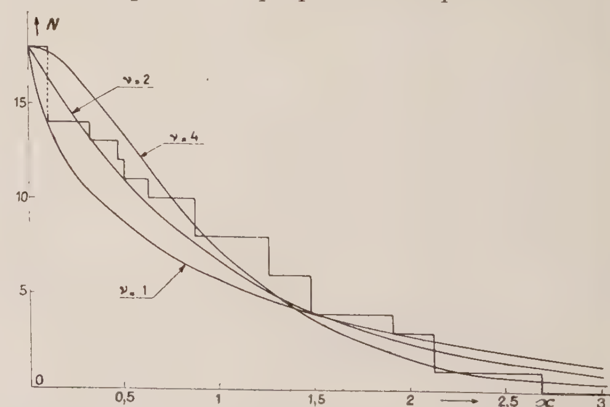


Fig. 1. — ^{196}Pt. — Transition $1^- \rightarrow 0^+$. Nombre de niveaux de largeur radiative partielle telle que $\frac{\Gamma_i}{\overline{\Gamma}_i} > x$.

La figure 1 représente les fluctuations des probabilités relatives de transition $1^- \rightarrow 0^+$ pour

18 résonances de ^{196}Pt. Il est en fait difficile de choisir entre les valeurs de $\nu = 1$ et $\nu = 2$, ces distributions ne se distinguant que par le nombre des probabilités de transitions de faible valeur, de telles transitions étant expérimentalement très difficiles à observer. La valeur $\nu = 1$ est dérivée de l'application de la méthode du maximum de vraisemblance.

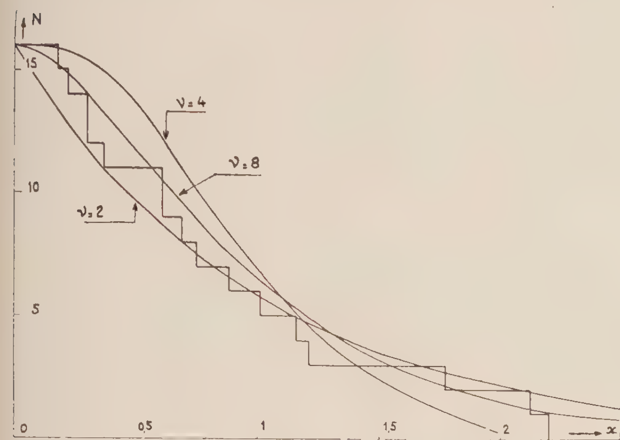


FIG. 2. — ^{196}Pt. — Somme des transitions $\begin{cases} 1^- \to 2^+ \\ 1^- \to 2'^+. \end{cases}$ Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que : $\frac{\Gamma_i}{\overline{\Gamma}_i} > x$.

La figure 2 représente les fluctuations de la somme des probabilités relatives des transitions $1^- \to 2^+$ et $1^- \to 2'^+$. La valeur $\nu = 4$ déduite de la méthode du maximum de vraisemblance donne une distribution s'accordant d'une façon satisfaisante avec les valeurs expérimentales, quoique $\nu = 2$ ne puisse être radicalement exclue. Par ailleurs la détection de la transition $1^- \to 0^+$ contribue peut-être dans une faible mesure à l'allure des résultats.

Dans le cas du tungstène, la présence d'un état excité (111 keV) proche de l'état fondamental ne permet pas de séparer la transition $1^- \to 0^+$ de l'une des transitions $1^- \to 2^+$. La figure 3 présente une allure surprenante pour les fluctuations de la somme de leurs probabilités relatives. La méthode du maximum de vraisemblance donne $\nu = 36 \pm 15$. Cette valeur de ν est anormalement grande. Des expériences de coïncidences entre les

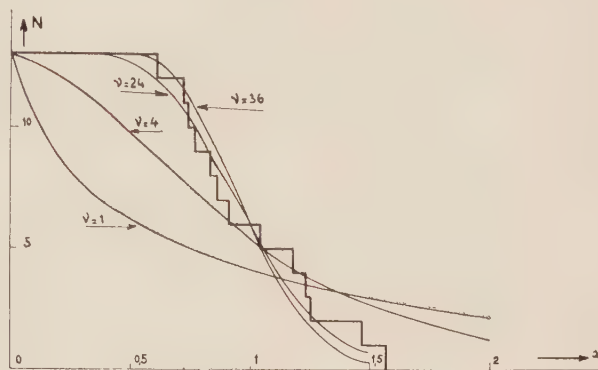


FIG. 3. — ^{184}W. — Somme des transitions $\begin{cases} 1^- \to 0^+ \\ 1^- \to 2^+. \end{cases}$ (1er niveau 2+). Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que : $\frac{\Gamma_i}{\overline{\Gamma}_i} > x$.

rayonnements de 111 keV et ceux de grande énergie pour séparer ces transitions pourraient fournir les valeurs ν_1 et ν_2 relatives à ces deux transitions et il est vraisemblable que l'une au moins des deux valeurs sera grande (probablement pour $1^- \to 2^+$ [5]. L'effet de détection simultanée de rayonnements γ de différentes cascades dont la somme des énergies serait voisine de celle de l'énergie de liaison est faible et ne permet pas d'expliquer ce résultat.

BIBLIOGRAPHIE

[1] LANDON (H. H.) et RAE (R.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1333.
[2] CORGE (C.) et al., *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 413-415 et références associées.
[3] B. A. P. S., 1959, **4**, 472 et suivantes.
[4] PORTER (C. E.) et THOMAS (R. G.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 483.
[5] BOLLINGER et al., *Phys. Rev. Letters*, 1959, **3**, 376.

PARAMÈTRES DE RÉSONANCE OBSERVÉS LORS DE L'ABSORPTION DES NEUTRONS INTERMÉDIAIRES PAR W ET Pt

Par C. CORGE, V.-D. HUYNH, J. JULIEN, S. MIRZA, F. NETTER et J. SIMIC,
Section de Physique Nucléaire à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'analyse des résonances de ^{183}W et de ^{195}Pt (résolution de 5.10^{-3} μs/m) à partir de la formule de Breit et Wigner à un niveau a permis la détermination des différents paramètres caractéristiques. Les fluctuations des largeurs Γ_n et des largeurs réduites Γ_n^0 impliquent une distribution en χ^2 de $\nu = 1$. Par contre les fluctuations des largeurs radiatives totales Γ_γ relatives à ^{195}Pt + n conduisent à une valeur de ν anormalement basse ($\nu = 9$) eu égard à l'hypothèse d'indépendance des distributions des largeurs radiatives partielles. Les valeurs trouvées pour la fonction densité n'infirment pas les prévisions théoriques.

Abstract. — The resonance analysis in terms of the one level Breit and Wigner formula has been performed to derive the level parameter values of ^{183}W and ^{195}Pt (5.10^{-3} μs/m resolution). Fluctuations in neutron width Γ_n and fluctuations in reduced neutron width Γ_n^0 are consistent with a chi-squared distribution with $\nu = 1$, while fluctuations in total radiative width Γ_γ for ^{195}Pt + n imply a surprisingly low value of ν ($\nu = 9$) in view of the hypothesis of the independance of the partial radiative width distributions. The strength function values obtained do not disagree with the theoretical ones.

Les courbes de section efficace relatives à certains processus d'interaction d'un noyau cible avec un neutron incident présentent des résonances correspondant aux niveaux d'excitation du noyau composé et qui peuvent être décrites par la formule de Breit et Wigner à un niveau, dans la région où ces résonances sont bien séparées.

C'est le cas des expériences de temps-de-vol entreprises à Saclay sur des noyaux lourds non fissiles à savoir ^{195}Pt et ^{183}W. Il n'est pas nécessaire de considérer d'autres ondes que les ondes s et seules sont observables la diffusion élastique et la capture radiative, de sorte que l'on peut écrire pour la section efficace totale σ :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_\gamma = \frac{\sigma_0}{1+x^2} + \frac{2\sigma_0 R'}{\lambdabar_0} \cdot \frac{x}{1+x^2} + \sigma_p$$

en posant

$$x = 2(E - E_0)/\Gamma \qquad (E_0/E)^{1/2} \sim 1$$

avec

$$\sigma_0 = 4\pi \lambdabar_0^2 \, g \frac{\Gamma_n}{\Gamma}.$$

Dans ces expressions $\lambdabar_0 = \dfrac{\lambda}{2\pi}$ est la longueur d'onde de Broglie du neutron d'énergie E_0, E est l'énergie du neutron incident, Γ_n et Γ désignent respectivement la largeur de neutron et la largeur totale de la résonance ; g est un facteur statistique qui dépend du spin J du noyau composé ; $\sigma_p = 4\pi R'^2$ est la section efficace de diffusion potentielle, c'est-à-dire la diffusion par une sphère impénétrable de rayon R'. On introduit également la largeur radiative Γ_γ.

Lorsqu'on connaît g qui prend ici les valeurs 3/4 ou 1/4 suivant que $J = 1$ ou 0, on peut déterminer les paramètres Γ_n, Γ_γ, Γ, E_0 et σ_0 à partir de courbes de transmission expérimentales relatives à différentes épaisseurs de l'échantillon. Cette détermination est cependant malaisée par suite d'un élargissement de la résonance dû, d'une part, à un effet Doppler et d'autre part à la résolution finie de l'appareillage. Cet élargissement dans la plupart des cas étudiés ici était supérieur à la vraie largeur. Dans les conditions expérimentales choisies la meilleure résolution (résultats concernant le platine) était de l'ordre de 5.10^{-3} μs/m. Cette résolution très élevée fut accessible grâce à l'utilisation d'une base de temps-de-vol de 100 mètres. Malgré cette distance importante, la grande intensité de neutrons fournie par l'accélérateur linéaire auprès duquel furent effectuées ces expériences, permettait un taux de comptage suffisant.

Pour exploiter les courbes expérimentales obtenues, il a été fait appel à deux méthodes différentes d'analyse. La première méthode fait intervenir la mesure de l'aire comprise entre l'horizontale d'ordonnée 1 et la courbe de transmission [1, 2]. La deuxième méthode est fondée sur la mesure du minimum de transmission [3]. Dans les deux cas, on n'a pas fait intervenir le terme d'interférence qui s'est révélé négligeable. Le tableau I résume les résultats obtenus. Il donne les valeurs trouvées pour les différents paramètres relatifs aux niveaux de spin $J = 1$ de ^{184}W et de ^{196}Pt compris dans le domaine d'énergie allant de 25 eV à 160 eV pour le premier et de 100 eV à 320 eV pour le second. Ces valeurs confirment en particulier l'attribution du spin $J = 1$ faite par ailleurs [7] aux niveaux 150,8 et 155 eV de ^{196}Pt

Ce tableau donne également les largeurs réduites de neutron définies par $\Gamma_n^0 = \Gamma_n/(E^0)^{1/2}$. Hughes et Harvey [4] ont montré en 1955 que l'ensemble des données obtenues alors sur les largeurs réduites permettait de rendre compte de leur distribution à l'aide d'une densité de probabilité en χ^2 avec $\nu = 1$ ou $\nu = 2$, sans pouvoir faire un choix entre les deux valeurs autrement que par des considérations théoriques [5]. La figure 1 confirme ces résultats pour le ^{196}Pt pour lequel nous disposons

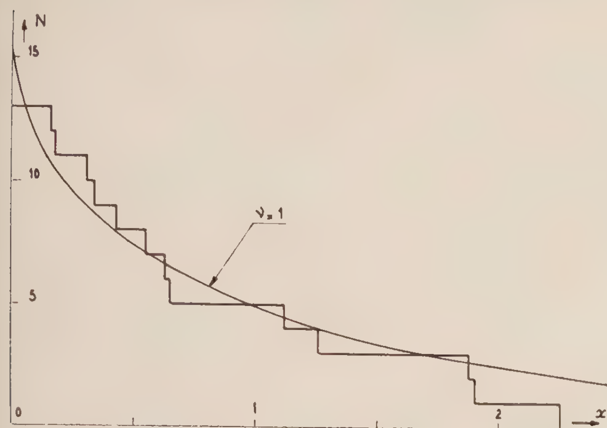


FIG. — ^{196}Pt. Nombre de niveaux $J = 1$ tels que :

$$\frac{\Gamma_n^0}{\bar{\Gamma}_n^0} > x$$

$\bar{\Gamma}_n^0 = 6{,}77$ meV.



FIG. 2. — ^{196}Pt. Nombre de niveaux $J = 1$ tels que :

$$\frac{\Gamma_n}{\bar{\Gamma}_n} > x$$

$\bar{\Gamma}_n = 0{,}084$ eV.

^{184}W

ÉNERGIE DES NEUTRONS (eV)	J	Γ meV	Γ_n meV	Γ_γ meV	σ_0 barn	Γ_n^0 meV
27,05	1	142 ± 16	39 ± 5	103 ± 20	19 640 ± 190	7,6 ± 1
46,4	1	321 ± 12	161 ± 6	160 ± 20	21 000 ± 200	24 ± 0,9
48,1	0	243 ± 17	125 ± 13	118 ± 30	6 940 ± 220	18,1 ± 1,9
65,7	1	125 ± 15	2 ± 1	123 ± 15	430 ± 100	0,25 ± 0,12
137,3*	{0 (souligné)	82 ± 20	9 ± 1	73 ± 20	520 ± 120	0,77 ± 0,09
	{1	82 ± 20	3 ± 0,3	79 ± 20	520 ± 120	0,28 ± 0,03
144,9	0	210 ± 30	95 ± 20	115 ± 35	2 000 ± 400	7,9 ± 1,7
155,2	0	470 ± 40	400 ± 50	70	3,530 ± 600	32,2 ± 4
157,5	1	190 ± 24	67 ± 7	123 ± 30	4 300 ± 700	5,4 ± 0,6

* La valeur de spin soulignée est la plus probable.

^{196}Pt

ÉNERGIE DES NEUTRONS (eV)	J	Γ meV	Γ_n meV	Γ_γ meV	σ_0 barn	Γ_n^0 meV
113	1	168 ± 12	14,3 ± 1,8	153 ± 12	1 563 ± 177	1,3 ± 0,2
120,5	1	185 ± 14	107 ± 12	78 ± 18	11 200 ± 2 400	8,9 ± 0,1
140	1	105 ± 12	62 ± 5	43 ± 13	8 800 ± 1 000	5,2 ± 0,4
150,8	1	290 ± 55	183 ± 40	107 ± 40	9 800 ± 1 000	15 ± 3
155	1	310 ± 50	188 ± 14	122 ± 51	6 450 ± 1 400	15 ± 1
189	1	169 ± 13	19 ± 2	150 ± 13	1 160 ± 200	1,4 ± 0,1
223	1	135 ± 15	37 ± 6	98 ± 16	2 400 ± 350	2,5 ± 0,4
258	1	165 ± 35	55 ± 17	110 ± 38	2 700 ± 800	3,4 ± 0,1
286	1	225 ± 50	83 ± 22	142 ± 50	2 700 ± 400	5 ± 1,3
304	1	471 ± 30	165 ± 25	306 ± 61	1 520 ± 300	10 ± 1,5

de 13 niveaux de spin $J = 1$. La figure 2 représente la distribution des largeurs Γ_n dont il est bien rendu compte en prenant, comme on pouvait s'y attendre, $\nu = 1$.

En ce qui concerne les largeurs radiatives Γ_γ, il est raisonnable de penser avec Porter et Thomas [5] qu'elles sont la somme d'un grand nombre de largeurs partielles dont les distributions seraient indépendantes et en χ^2 à un degré de liberté comme celle des Γ_n. On pourrait donc s'attendre à trouver pour Γ_γ des valeurs expérimentales très groupées autour d'une valeur moyenne, impliquant par là une grande valeur de ν. Le tableau I montre qu'il en est bien ainsi pour le ^{184}W ; encore faut-il remarquer que le nombre de niveaux $J = 1$ considérés est relativement faible. En revanche, on constate d'assez grandes fluctuations en ce qui concerne le ^{196}Pt pour lequel on dispose de 10 niveaux. Ces fluctuations sont bien au-delà des erreurs expérimentales. Elles conduisent à une distribution élargie caractérisée par un ν auquel le calcul par la méthode du maximum de vraisemblance attribue la valeur 9 et on peut voir, sur la figure 3 que ν ne saurait être bien supérieur à 12 alors que, jusqu'à présent, il fallait faire appel à des valeurs de ν situées entre 50 et 100 [6]. Il semble donc qu'il existe certaines corrélations entre les différentes distributions des largeurs radiatives partielles qui diminuent le nombre de degrés de liberté.

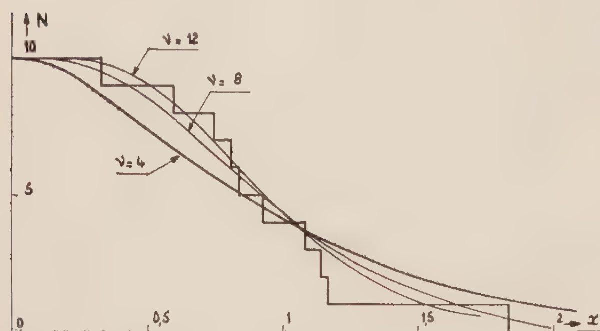


Fig. 3. — ^{196}Pt. Nombre de niveaux tels que $\frac{\Gamma_\gamma}{\bar{\Gamma}_\gamma} > x$.

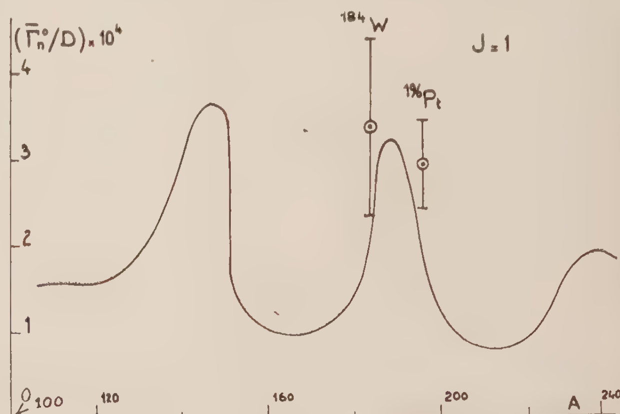


Fig. 4.

Les largeurs réduites Γ_n^0 associées à l'espacement moyen des niveaux permettent de calculer la fonction densité caractéristique de la profondeur du puits de potentiel V_0. La figure 4 représente la courbe théorique de $\bar{\Gamma}_n^0/D$ en fonction du nombre de masse A, calculée par D. M. Chase, L. Wilets et A. R. Edmonds [8] en considérant un potentiel à bord diffus de profondeur $V_0 = 44$ MeV. Les points expérimentaux obtenus pour le ^{196}Pt et le ^{184}W confirment le maximum prévu vers $A = 190$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hughes (D. J.), *J. nucl. Energy*, 1955, **1**, 237.
[2] Bollinger (L. M.) et Marion (J. P.), Rapport A. N. L., 5 754 (1957).
[3] Lynn (J. E.) et Rae (E. R.), *J. nucl. Energy*, 1957, **4**.
[4] Hughes (D. J.) et Harvey (J. A.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1032.
[5] Porter (C. E.) et Thomas (R. G.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 483.
[6] Hughes (D. J.), B. N. L., 4 464.
[7] Corge (C.) et al., *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **249**, 413-415.
[8] Chase (D. M.), Wilets (L.) et Edmonds (A. R.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 1080.

MESURE ET ANALYSE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE L'URANIUM-235

Par A. MICHAUDON, R. BERGÈRE, A. COIN et R. JOLY,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — La mesure de la section efficace de fission de l'uranium-235 a été reprise par la méthode de temps de vol en utilisant l'accélérateur linéaire à électrons de 28 MeV de Saclay comme source de neutrons pulsée. La résolution $\Delta t/L$ est de 0,01 μs/m dans toute la gamme d'énergie. La fission a été détectée par une chambre d'ionisation et le spectre mesuré avec un banc de compteurs à BF_3.

Les améliorations apportées dans la résolution, la précision statistique et l'évaluation du bruit de fond sont décrites.

L'analyse de surface des résonances donne une série de valeurs de $\sigma_0\Gamma_f$. L'analyse de forme porte sur les résonances à basse énergie dont celle à 8,78 eV, où un élargissement anormal apparaît et est discuté.

Abstract. — The uranium-235 fission cross-section has been remeasured by the time-of-flight technique with the Saclay 28 MeV linear electron accelerator as a pulsed neutron source. The resolution was 0.01 μs/m in the whole energy range (7 to 95 eV). Fission was detected with a ionization chamber and neutron spectrum measured with an assembly of BF_3 counters.

Improvements in resolution, statistical accuracy and background are described.

Area analysis of the resonances gives a set of $\sigma_0\Gamma_f$ values. Shape analysis of the low energy resonances has been undertaken, including that at 8.78 eV, where a large broadening is seen and this is discussed.

Les premières mesures de la section efficace de fission de l'uranium-235 [1], [2] ont été reprises de 7 eV à 95 eV par la méthode du temps de vol en utilisant l'accélérateur linéaire à électrons de Saclay comme source de neutrons pulsée, et dans les conditions suivantes :

a) La fission était détectée par une chambre d'ionisation pouvant contenir 10 dépôts d'uranium enrichi à 45 °/₀ de ^{235}U, de diamètre 240 mm et d'épaisseur 2 mg/cm².

b) La distance de vol était de 50 m et le sélecteur 1024 canaux était calé à 0,5 μs de largeur de canal. La résolution nominale était donc de $\Delta t/L = 0{,}01$ μs par mètre.

c) La gamme d'énergie 7 eV-95 eV a été explorée en deux fois :

1° *De* 7 *à* 17 eV. — Filtre : cadmium (coupure à 0,25 eV). — Fréquence de répétition : 125 c/s. — $\Delta t = 0{,}5$ μs. — Nombre de dépôts dans la chambre : 4. — Épaisseur du détecteur : 1,5 cm. (Soit $\Delta L/L = 3.10^{-4}$.)

2° *De* 17 eV *à* 95 eV. — Filtre : rhodium et Boral (coupure à 1,5 eV). — Fréquence de répétition : 250 c/s. — $\Delta t = 0{,}5$ μs. — Nombre de dépôts dans la chambre : 6. — Épaisseur du détecteur : 3 cm. (Soit $\Delta L/L = 6.10^{-4}$.)

d) Nombre de coups stockés par canal :

$$N \simeq 2{,}5\ \sigma_f \sqrt{E}.$$

La courbe $\sigma_f \sqrt{E}$ a été tracée en fonction de l'énergie après normalisation sur la surface $\int_{8\text{eV}}^{10\text{eV}} \sigma_{f(E)}\ dE$ déduite des valeurs numériques $\sigma_{f(E)}$ de Shore et Sailor [3] (fig. 1). Nous avons reporté également la courbe $\sigma_f \sqrt{E}$ de 100 eV à 20 keV obtenue précédemment [1], [2]. σ_f a été rapportée à $\sigma(n, \alpha)$ du ^{10}B supposée varier en $E^{-1/2}$ jusqu'à 20 keV (fig. 2).

Analyse des résultats. — 1° ANALYSE DE SURFACE. — Dans plusieurs cas les résonances ont été mieux séparées et les niveaux ont pu être repérés jusque vers 300 eV. Le tableau ci-joint donne l'énergie des niveaux et la valeur de $\sigma_0\ \Gamma_f$ correspondante de 7 à 95 eV.

2° ANALYSE DE FORME. — Elle a été entreprise entre 7 et 20 eV, en admettant en première approximation que les résonances mesurées sont du type Breit et Wigner à 1 niveau, élargies par effet Doppler, et en vue d'obtenir séparément σ_{0f} et Γ pour chaque résonance. L'élargissement dû à la fonction de résolution étant négligeable dans cette région, nous avons déduit Γ directement de la largeur totale mesurée à mi-hauteur, Γ_Δ, et nous l'avons comparé aux valeurs publiées récemment [2]. On constate que les valeurs déduites de Γ_Δ sont systématiquement supérieures aux autres. Par exemple, pour les résonances à 12,4 eV, 15,4 eV, 16,1 eV et 19,3 eV, nous trouvons respectivement $\Gamma = 64$ mV, 103 mV, 72 mV et 116 mV, valeurs qui sont à comparer respectivement à 51 mV

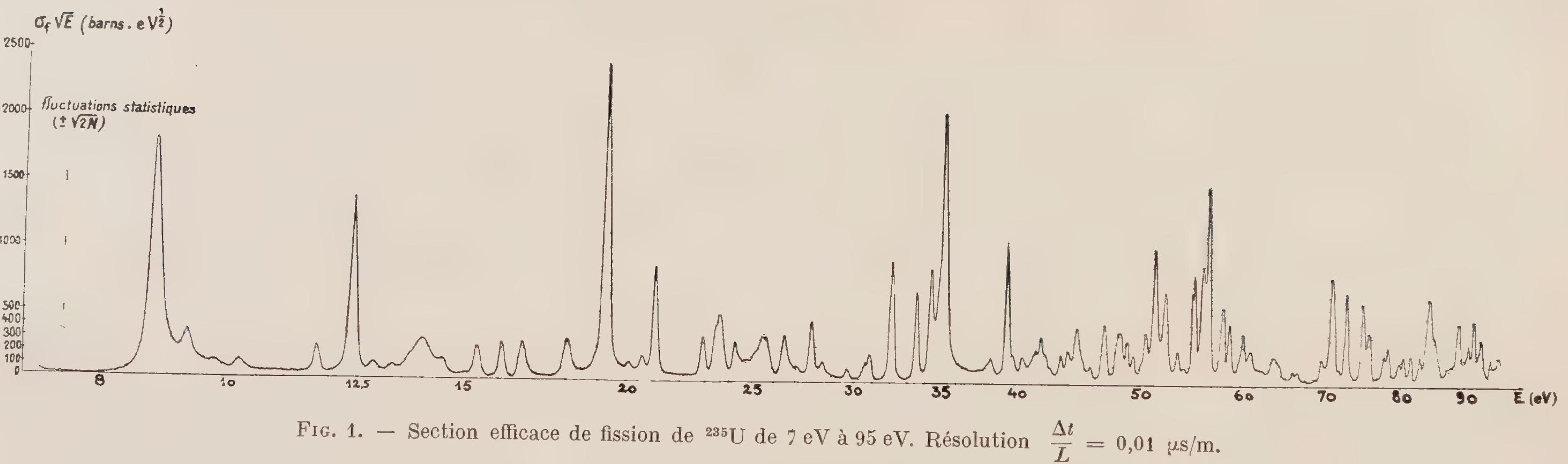


Fig. 1. — Section efficace de fission de ^{235}U de 7 eV à 95 eV. Résolution $\frac{\Delta t}{L} = 0,01$ µs/m.

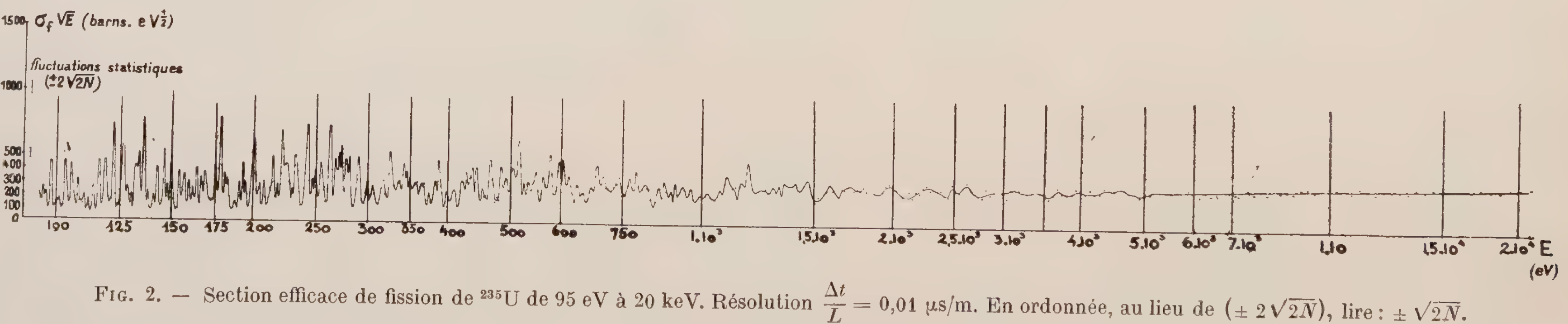


Fig. 2. — Section efficace de fission de ^{235}U de 95 eV à 20 keV. Résolution $\frac{\Delta t}{L} = 0,01$ µs/m. En ordonnée, au lieu de $(\pm 2\sqrt{2N})$, lire : $\pm \sqrt{2N}$.

63 mV, 49 mV et 70 mV. Les facteurs évidents tels que : 1° incertitudes en temps dues à l'émission des neutrons, à la largeur de canal du sélecteur, au « jitter » de l'électronique et à la distribution des temps de ralentissement des neutrons

$$(t_m = \lambda / v = 0{,}17\ \mu/\text{s à } 10\ \text{eV}).$$

Résultats de l'analyse de surface

$E_{0(\text{eV})}$	$\pm \Delta E_{0(\text{eV})}$	$\sigma_0\ \Gamma_{f(\text{b.eV})}$	Remarques	
8,78	0,03	105	E_1	
9,29	0,04	17	E_3	
9,75	0,07	3	D F	
10,19	0,04	5	D E_3	
10,60			H	
11,18	0,07			
11,65	0,03	6	E_1	
12,40	0,04	47	E_1	
12,86	0,05	3,5	D E_2	
13,30	0,07	3,3	D E_2	
13,65	0,15	2,4	D F	G
14,02	0,05	27	E_2	G
14,51	0,07	5	E_3 D	
15,41	0,05	9,2	E_1	
16,10	0,05	10	E_1	
16,68	0,06	14,4	E_1	
18,05	0,07	17	E_2	
18,6			H	
19,29	0,05	106	E_1	
20,13	0,10	5	D E_3	
20,60	0,07	5	D E_3	
21,06	0,06	30	E_1	
22,05			H	
22,93	0,08	12	E_1	
23,41	0,19	5	D F	G
23,62	0,08	25	E_2	G
24,26	0,08	8	E_3	G
24,48	0,16	3	D F	G
24,6 à 26			B	
26,48	0,09	17	C E_2	
27,10	0,15	4	D E_3	
27,80	0,09	17	E_2	
28,35	0,10	7	C D E_3	
28,8			H	
29,64	0,11	2,5	D E_2	
30,56	0,14	4	D E_3	G
30,85	0,11	7	E_3	G
32,06	0,11	34	E_1	
33,52	0,11	23	E_1	
34,37	0,11	33	E_2	
34,81	0,23	15	D F	G
35,18	0,12	106	E_3	G
38,30	0,14	12	D E_3	
39,41	0,13	43	E_1	G
39,92	0,25	6	D F	G
40,54	0,14	10	E_3	
41,22	0,22	8	D F	G
41,52	0,20	4	D F	G
41,85	0,14	15	E_3	G
42,26	0,28	5	D F	G
42,64	0,28	5	D F	G
43,41	0,15	8	E_3	
43,95	0,17	10	E_3	
44,62	0,16	22	E_3	G
45,13	0,29	6	D F	G
45,73	0,20	6	E_3	
46,87	0,17	24	E_1	
48,15	0,20	25	C E_2	
48,82	0,18	12	E_3	
49,41	0,18	9	E_3	
50,02	0,31	3	D F	G
50,48	0,17	17	E_3	G
51,27	0,20	51	E_2	
52,21	0,19	45	E_2	
53,46	0,19	12	E_3	
54,11	0,27	4	D F	
55,00	0,23	38	C E_2	
55,87	0,20	33	E_3	
56,46	0,20	72	E_2	
57,95	0,24	32	E_2	
58,66	0,24	18	E_3	
59,61	0,35	5	D F	G
60,13	0,25	13	D E_3	G
60,95	0,26	20	E_3	
62,24	0,46	9	D F	G
63,51	0,33	12	E_3	G
64,20	0,47	7	D E_3	G
65,80	0,38	3	D E_3	
66,40	0,38	3	D E_3	
69,34	0,27	9	D E_2	
70,56	0,28	51	E_1	
72,42	0,28	33	E_1	
74,62	0,29	27	E_1	
75,46	0,31	21	E_2	
77,50	0,43	8	D E_3	G
78,14	0,33	12	D E_2	G
79,66	0,44	7	D E_3	G
80,37	0,33	8	D E_3	G
81,44	0,34	9	D E_2	
82,74	0,33	8	D E_3	
84,22	0,35	54	E_2	G
85,36	0,62	14	E_3	G
87,25	0,68	8	D E_3	G
88,79	0,41	32	E_3	G
90,42	0,39		B	
91,30	0,40		B	
92,56	0,42		B	
94,18	0,42		B	
95,52	0,42		B	

Remarques. — *B.* Groupe de résonances non séparées.

C. Résonances dont la forme dissymétrique ou anormalement large laisse supposer la participation d'une autre résonance.

D. Participation estimée des résonances lointaines de l'ordre de grandeur de l'aire mesurée.

E. Erreur sur la valeur de $\sigma_0\ \Gamma_f$ due à la séparation graphique des résonances : $\sigma_0\ \Gamma_f\ (1 \pm A)$

E_1	$A \leqslant 0{,}1$
E_2	$A \leqslant 0{,}2$
E_3	$A \leqslant 0{,}3$

F. $\sigma_0\ \Gamma_f$ donné sans précision à titre indicatif.

G. Essai de séparation d'un groupe de résonances mal résolues.

H. Résonance non retrouvée.

2° Incertitude en distance. 3° Correction de température pour tenir compte des liaisons cristallines (en admettant $\theta_D = 200$ °K), sont de faible importance et n'expliquent pas cette différence.

Pour retrouver les valeurs de Γ déjà publiées, il faudrait faire intervenir un effet Doppler plus important $\Delta' = 1{,}15\ \Delta$.

Une méthode d'analyse de forme, proposée par M. Gaudin, qui consiste à essayer de séparer dans une résonance la part due à la formule de Breit et Wigner de celle due à l'élargissement Doppler (en le supposant inconnu) a été essayée. Elle consiste à prendre la transformée de Fourier de la résonance :

$$f(E) = \sigma_f(E) * \delta(E) = \sigma_{0f}\cdot\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}\left[1+\left(\frac{E-E_0}{\Gamma/2}\right)^2\right]^{-1} * \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}}\,e^{-\left(\frac{E-E_0}{\Delta}\right)^2}$$

$$\mathcal{F}_f = \mathcal{F}\sigma_f.\mathcal{F}\delta = F(t) = \frac{\pi}{2}\,\sigma_0\,\Gamma_f \exp\left[-\frac{\Gamma}{2}|t| - \frac{\Delta^2}{4}t^2\right].$$

La transformée de Fourier de la courbe expérimentale a été prise sous la forme :

$$F(t) = \sum_i \left(f(E_i)\cos E_i t\right)\Delta E_i$$

et

$$-\operatorname{Log} F(t) = -\operatorname{Log}\left\{\sum_i f(E_i)\cos E_i t\,\Delta E_i\right\}$$

a été approximée, par la méthode des moindres carrés, à la parabole $K + \frac{\Gamma}{2}t + \frac{\Delta^2}{4}t^2$ en vue d'obtenir séparément Δ et Γ. Cette méthode, dans le cas de la fission, n'est pas assez précise pour faire apparaître cet élargissement Doppler anormal.

Il reste alors deux hypothèses : 1° Cet effet Doppler Δ' serait dû à une convolution d'un effet Doppler classique Δ avec des temps de ralentissement plus importants (5 fois plus). Bien que peu probable, cet effet permettrait également d'expliquer les grandes largeurs Γ_Δ mesurées sur les résonances de Columbia [4] ainsi que le léger décalage des résonances vers les basses énergies.

2° Δ' est un effet Doppler vrai dû à une température de Debye élevée (600 °K).

Enfin, même en admettant cet élargissement anormal Δ', la résonance à 8,78 eV présente une largeur $\Gamma = 120$ mV (contre 95 mV) encore trop importante. Si on élimine les effets cristallins dans les dépôts d'uranium et les chocs moléculaires dans le ralentissement des neutrons de 10 eV environ, on peut supposer, en remarquant de plus que le sommet de cette résonance présente un creux juste à la limite des fluctuations statistiques, que la résonance à 8,78 eV est peut être double.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rapport C. E. A., n° 963, 32 à 42.
[2] Rapport C. E. A., n° 1093.
[3] Shore et Sailor, Communication privée.
[4] Havens (W. W.) et coll., Resonance Fission Widths of ^{235}U for levels from 6 eV to 50 eV, à paraître.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 432.

MESURE DE LA POLARISATION RECTILIGNE DES RAYONNEMENTS GAMMA PROVENANT DE CERTAINES RÉACTIONS

Par P. M. ENDT, A. M. HOOGENBOOM et M. SUFFERT (1),
Fysisch Laboratorium der Rijksuniversiteit, Utrecht.

Résumé. — On a mesuré la polarisation rectiligne de huit rayonnements gamma émis à des résonances dans les réactions $^{24}Mg(p, \gamma)^{25}Al$, $^{30}Si(p, \gamma)^{31}P$ et $^{32}S(p, \gamma)^{33}Cl$. Les résultats ont permis de lever des incertitudes pour le spin ou la parité de l'état excité correspondant, ou pour le coefficient de mélange $E2/M1$.

Abstract. — The linear polarisation has been measured of eight different gamma rays emitted at resonances in the $^{24}Mg(p, \gamma)^{25}Al$, $^{30}Si(p, \gamma)^{31}P$, and $^{32}S(p, \gamma)^{33}Cl$ reactions. The results have resolved ambiguities for either the spin or the parity of the corresponding resonance level or for the $E2/M1$ mixing ratio.

En spectroscopie nucléaire, il arrive fréquemment que la mesure de la distribution angulaire d'un rayonnement gamma provenant d'une réaction de capture de protons laisse une ambiguïté

(1) En déplacement du Laboratoire de Physique Corpusculaire, Strasbourg.

pour certaines grandeurs nucléaires. Ainsi, une distribution angulaire peut conduire à deux valeurs, soit pour le spin, soit pour la parité, soit pour le coefficient de mélange des rayonnements quadrupolaires électriques et dipolaires magnétiques. Ceci se produit, par exemple, pour les niveaux à 2,85 MeV et 2,86 MeV du ^{33}Cl [1] et pour certaines transitions désexcitant le niveau à 2,69 MeV de ^{25}Al [2], [3] et le niveau à 8,04 MeV du ^{31}P ([4], [5]. Nous nous limiterons ici aux cas où on est en présence, soit d'une transition dipolaire pure, soit d'un mélange $E2$ et $M1$. En plus, nous ne considérons que des noyaux cibles pair-pair en excluant le mélange de channel-spin et le mélange de moments angulaires du proton.

Soit θ l'angle entre la direction des protons incidents et la direction du rayon gamma émis et φ l'angle entre le vecteur de polarisation et la normale au plan défini par les deux directions précédentes. D'après Biedenharn et Rose [6], on peut alors calculer la corrélation direction-polarisation $W(\theta, \varphi)$. Si on observe le rayonnement gamma à $\theta = \pi/2$, le degré de polarisation peut être défini par :

$$P = \frac{W\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) - W\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right)}{W\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) + W\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right)}.$$

Dans le cas d'un rayonnement dipolaire pur, on peut écrire la distribution angulaire :

$$W(\theta) = 1 + A \cos^2\theta$$

et on a les relations particulièrement simples $P = + A$ pour un rayonnement $E1$ et $P = - A$

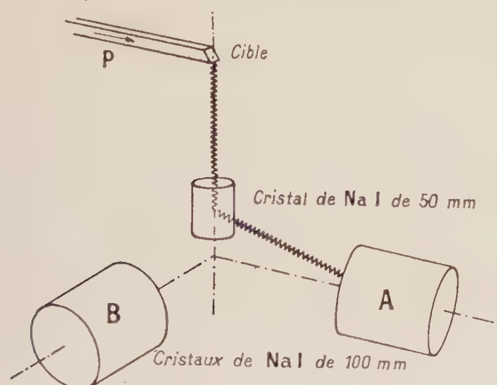


FIG. 1.

pour un rayonnement $M1$. Lorsqu'on est en présence d'un mélange $E2 + M1$, il faut comparer les valeurs calculées et mesurées du degré de polarisation pour conclure.

La figure 1 montre un schéma du polarimètre utilisant l'effet Compton. Le faisceau de protons a été fourni par le générateur de 850 kV du Laboratoire de Physique de l'Université d'État d'Utrecht. Le rayonnement gamma, observé perpendiculairement à la direction des protons incidents, est diffusé par un cristal central de INa de 5 cm et les rayons diffusés sont détectés parallèlement et perpendiculairement à la direction du faisceau de protons par des cristaux de INa de 10 cm. Soit χ l'angle de diffusion et ψ l'angle entre le plan de diffusion et le plan de polarisation. La formule de Klein-Nishina donne la section efficace différentielle $\sigma_c(\chi, \psi)$ pour la diffusion Compton lorsqu'on est en présence d'un rayonnement incident polarisé ; (voir par exemple référence [7]). Nous appellerons efficacité du polarimètre la quantité

$$p(\chi) = \frac{\sigma_c\left(\chi, \frac{\pi}{2}\right) - \sigma_c(\chi, 0)}{\sigma_c\left(\chi, \frac{\pi}{2}\right) + \sigma_c(\chi, 0)} = \frac{\sin^2\chi}{\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - \sin^2\chi}$$

k_0 et k étant les nombres d'ondes des radiations incidentes et diffusées.

Pour une énergie du rayonnement gamma incident donnée, il existe un net maximum pour l'efficacité $p(\chi)$. Soit alors $N\frac{\pi}{2}$ et N_0 les nombres de rayons gamma diffusés détectés perpendiculairement et parallèlement au plan de polarisation et soit $R = \frac{N\pi/2}{N_0}$, on aura $P.p(\chi) = \frac{R-1}{R+1}$, d'où la valeur du degré de polarisation.

La figure 2 donne une coupe verticale du polarimètre. On remarque le blindage en plomb qui protège de la cible les cristaux latéraux destinés à détecter les rayons diffusés.

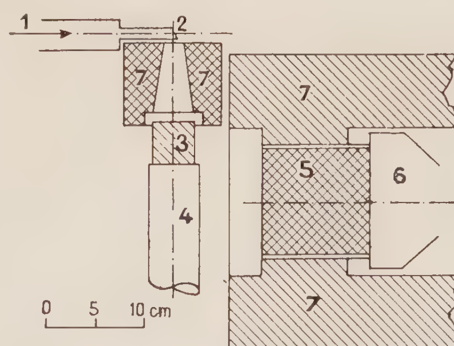
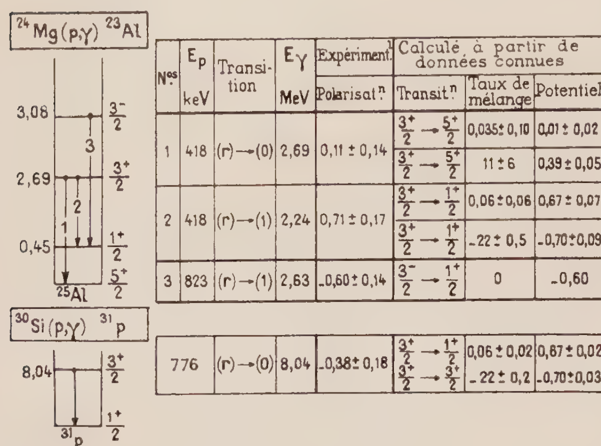


FIG. 2. — 1 : Faisceau de protons. — 2 : Cible. — 3 : Cristal de NaI de 5 cm. — 4 : Photomultiplicateur Dumont 6 292. — 5 : Cristal de NaI de 10 cm. — 6 : Photomultiplicateur. Dumont 6 364. — 7 : Écrans de plomb.

La mesure s'effectue alors de la façon suivante : on règle de façon convenable les fenêtres des sélecteurs à un canal qui suivent chaque photomultiplicateur, et on compte les coïncidences entre le cristal central, d'une part, et chaque cristal latéral, d'autre part, En faisant tourner les deux

cristaux latéraux autour de l'axe passant par la cible et le cristal central, on peut éliminer les différences d'efficacité entre les deux compteurs latéraux, tout en profitant des avantages de la mesure simultanée dans les deux directions. L'idéal serait évidemment d'utiliser quatre cristaux latéraux. Il faut appliquer les corrections des effets d'angle solide des compteurs. Ces effets ont pour résultat de diminuer la valeur absolue mesurée du degré de polarisation. En outre, il faut tenir compte de l'excentricité de l'axe de rotation des compteurs latéraux.

La figure 3 donne les résultats des expériences



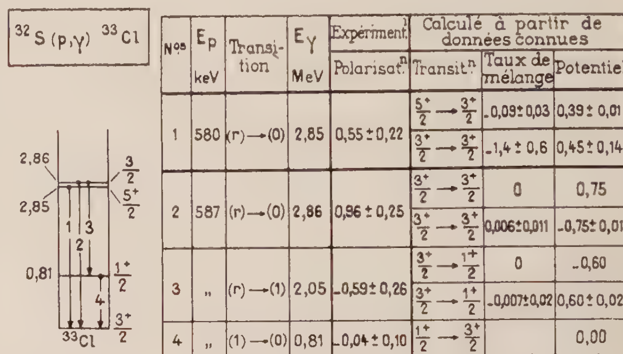
Nos	E_p keV	Transition	E_γ MeV	Expériment. Polarisatn	Calculé à partir de données connues: Transitn	Taux de mélange	Potentiel
1	418	(r) → (0)	2,69	0,11 ± 0,14	$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$	0,035 ± 0,10	0,01 ± 0,02
					$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$	11 ± 6	0,39 ± 0,05
2	418	(r) → (1)	2,24	0,71 ± 0,17	$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	0,06 ± 0,06	0,67 ± 0,07
					$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	-22 ± 0,5	-0,70 ± 0,09
3	823	(r) → (1)	2,63	-0,60 ± 0,14	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}$	0	-0,60
	776	(r) → (0)	8,04	-0,38 ± 0,18	$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	0,06 ± 0,02	0,67 ± 0,02
					$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	-22 ± 0,2	-0,70 ± 0,03

Fig. 3.

réalisées avec des cibles de ^{24}Mg et de ^{30}Si. Nous avons porté à droite les valeurs du degré de polarisation calculées d'après des résultats d'expériences précédentes (réf. [1]-]5]), en montrant les deux possibilités laissées ouvertes par ces résultats. Au milieu, notre résultat expérimental du degré de polarisation, toutes corrections faites. Les erreurs indiquées sont uniquement d'origine statistique.

Le niveau de 2,69 MeV de ^{25}Al peut se désexciter entre autres, par des transitions vers le niveau fondamental et le premier niveau excité, et pour ces transitions, il resterait une incertitude pour le cœfficient de mélange $M1 + E2$. La comparaison des valeurs calculées avec nos résultats montre que ces derniers peuvent décider assez efficacement en faveur du coefficient de mélange faible, surtout dans le cas de la transition vers le premier niveau excité. La mesure de la polarisation de la transition, notée 3, est en bon accord avec la valeur calculée et permet de vérifier le bon fonctionnement du polarimètre.

Dans l'expérience avec une cible de ^{30}Si, l'énergie des rayonnements gamma ne permet guère de choisir entre les deux valeurs possibles du coefficient du mélange. Il est possible que dans ce cas, la mesure de la polarisation ait été perturbée par des effets dus à l'énergie relativement haute du rayonnement gamma.



Nos	E_p keV	Transition	E_γ MeV	Expériment. Polarisatn	Calculé à partir de données connues: Transitn	Taux de mélange	Potentiel
1	580	(r) → (0)	2,85	0,55 ± 0,22	$\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	-0,09 ± 0,03	0,39 ± 0,01
					$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	-1,4 ± 0,6	0,45 ± 0,14
2	587	(r) → (0)	2,86	0,96 ± 0,25	$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	0	0,75
					$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	0,006 ± 0,011	-0,75 ± 0,01
3	"	(r) → (1)	2,05	-0,59 ± 0,26	$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	0	-0,60
					$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	-0,007 ± 0,02	0,60 ± 0,02
4	"	(1) → (0)	0,81	-0,04 ± 0,10	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$		0,00

Fig. 4.

(Sur le schéma de gauche, en haut à droite, et dans la 6e colonne du tableau, 3e et 5e case, au lieu de $\frac{3}{2}$, lire $\frac{3-}{2}$).

La figure 4 nous donne de la même manière les résultats des expériences avec la cible de soufre. Pour le niveau à 2,85 MeV du ^{33}Cl, les mesures de distribution angulaire n'ont pas permis de déterminer le spin de ce niveau. La mesure du degré de polarisation de la transition, notée 1, lui donne le spin 3/2. Les mesures des degrés de polarisation des transitions, notées 2 et 3, partant du niveau à 2,86 MeV du ^{33}Cl, sont en accord entre elles et donnent à ce niveau la parité impaire. La transition notée n'est pas polarisée, en supposant le premier niveau excité un niveau $1/2 + (1)$. Ceci est confirmé par le résultat de la mesure du degré de polarisation de cette transition.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Van der Leun (C.) et Endt (P. M.), *Physica*, 1958, **24**, 1095.
[2] Litherland, Paul, Bartholomew et Gove, *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 208.
[3] Varma (J.) et Jack (W.), *Physica*, 1956, **22**, 1139 (A).
[4] Hoogenboom (A. M.), *thèse*, Utrecht (1958).
[5] Broude, Green et Willmott, *Proc. Phys. Soc.* (London), 1958, **72**, 1097, 1115, 1122.
[6] Biedenharn et Rose, *Rev. mod. Phys.*, 1953, **25**, 729.
[7] Diddens (A. N.), *Thèse*, Groningen (1957).

ANALYSE MAGNÉTIQUE DU FAISCEAU DE L'ACCÉLÉRATEUR ÉLECTROSTATIQUE 600 kV DE GRENOBLE

Par J. E. DAVID, J. KRAFFT, R. BOUCHEZ, N. FELICI,

Centre d'Études Nucléaires de Grenoble et Université de Grenoble,
Laboratoire de Physique Nucléaire.

Résumé. — Les caractéristiques du faisceau de protons de l'accélérateur électrostatique 600 kV de Grenoble après analyse magnétique correspondent à une définition en énergie de quelques 10^{-3} avec une intensité de 5μA environ. Les réactions nucléaires (p, γ) avec ^{23}Na (308 keV), ^{27}Al (438 et 504 keV), ^{2}Li (441 keV) ont permis d'étalonner à environ 10^{-3} l'énergie du faisceau. Comme application on a remesuré la largeur de la résonance de 163 keV de la réaction ^{11}B(p, γ) $\Gamma_r = (5,4 \pm 1)$ keV.

Abstract. — The properties of the proton beam from the 600 kV electrostatic accelerator of the University of Grenoble have been determinated with a magnetic analyser. The analysed beam has a energy definition of a few 10^{-3} ; the nuclear reactions ^{23}Na (p, γ) (308 keV), ^{72}Al (438 and 504 keV), ^{7}Li (441 keV) have been used in order to calibrate the accelerator. The ^{11}B(p, γ) resonance width has been remeasured, giving $\Gamma_r = (5,4 \pm 1)$ keV.

Les propriétés du faisceau de protons de l'accélérateur 600 kV de la Faculté des Sciences de Grenoble, alimenté par la génératrice haute tension prototype Felici, ont pu être étudiées par une analyse magnétique. Cet analyseur permet d'obtenir des protons assez bien définis en direction, étendue et énergie. Le champ de cet analyseur a été mesuré par la méthode de la résonance protonique. Nous avons finalement obtenu un faisceau analysé de 100 à 600 kV dont l'énergie était définie à quelques 10^{-3} et dont l'intensité était de l'ordre de quelques micro-ampères.

1. **L'accélérateur électrostatique 600 kV.** — L'accélérateur électrostatique 600 kV de la Faculté des Sciences de Grenoble était alimenté par la génératrice prototype Felici fonctionnant en moyenne stabilité $\Delta V/V \simeq 1$ % avec le réservoir à 300 kV. Nous avons cherché les caractéristiques du faisceau à la sortie de cet accélérateur.

Afin de définir l'étendue du faisceau (produit de l'ouverture angulaire par la largeur du faisceau) à la sortie de l'accélérateur nous avons étudié le faisceau de protons au niveau de la source. En tenant compte de l'effet de la charge d'espace nous avons obtenu l'étendue du faisceau à l'entrée de l'accélérateur permettant de définir grâce à la relation des sinus d'Abbe l'étendue à la sortie de l'accélérateur $\varepsilon_1 \simeq 4,5.10^{-2}$ rad. cm.

Le spectre en énergie du faisceau à la sortie de l'accélérateur a été étudié expérimentalement. L'accélérateur étant réglé, nous avons gardé constantes les tensions d'accélération, d'extraction et de focalisation. On mesure le courant I_2 reçu par la cible en fonction du champ H_0 mesuré par sa fréquence. On obtient la courbe $I_2 = f(\nu_0)$ avec $\nu_0 = AH_0 = C\sqrt{T_0}$. Ici la valeur précise de T_0 n'est pas utile nous mesurons seulement $\Delta T_0/T_0$, ΔT_0 correspondant à la largeur de la courbe représentative de I_2 était de 1,4 %, imprécision due principalement à la génératrice électrostatique alimentée en moyenne stabilité. Cette courbe a été tracée pour les ions atomiques H^+. Le rapport d'ions atomiques H^+ dans le faisceau a été étudié expérimentalement. Pour le même réglage de l'accélérateur que dans l'expérience précédente nous avons réglé le champ H_0 pour qu'il dévie des protons d'énergie double de la précédente (H^+). Les valeurs des courants dans ces deux expériences donnent les proportions d'ions atomiques H^+ et moléculaires $(HH)^+$. A cause de la faible intensité reçue par la cible dans le cas des $(HH)^+$ la précision de la mesure est faible. Nous avons obtenu 82 à 90 % d'ions atomiques H^+ dans le faisceau. La source du type Thonemann (1948) utilisée a donc un rendement satisfaisant en ions atomiques.

Nous avons défini le rendement en intensité de l'analyseur comme le rapport de l'intensité reçue par la cible de sortie à l'intensité à l'entrée ; ce rendement a été trouvé égal (David 1959) à 3,5 %.

2. **L'analyseur magnétique.** — L'électro-aimant a la forme d'un C, et ses pièces polaires (en quart de couronne) ont un rayon moyen de 40 cm et un angle de déviation de 90°. Les faces d'entrée et de sortie, à l'extrémité des pièces polaires, sont mobile autour d'un axe perpendiculaire au faisceau pour permettre de réaliser une double focalisation par effets de bords. Les protons décrivent des cercles de rayon ρ tel que $H\rho = mv/Ze$ (m et v étant la

masse et la vitesse des particules, Ze leur charge, H l'intensité du champ magnétique) soit pratiquement

$$H(\text{gauss}) = 1{,}1423 . 10^2 \sqrt{T}\,(\text{keV}).$$

Les caractéristiques optiques ont été déterminées (Krafft, 1959) en utilisant le calcul matriciel (Gendreau, 1955 ; Bruck, 1957), en supposant une ouverture angulaire de faisceau très faible. On définit alors une matrice T pour l'analyseur magnétique qui agit sur la fonction ψ caractérisant la position et l'impulsion de la particule ($\psi_i = T\psi_0$) ; cette matrice T permet de calculer les positions des foyers et des plans principaux, ainsi que le grandissement de l'ensemble optique. L'effet du champ magnétique de frange, non uniforme, permet la focalisation dans le plan transversal, perpendiculaire au plan médian de l'entrefer. Nous avons réglé l'analyseur au point de double focalisation (Cross, 1951) c'est-à-dire lorsque les deux images dues aux focalisations médiane et transversale sont dans un plan perpendiculaire à la trajectoire moyenne, les angles d'inclinaison des faces d'entrée et de sortie sont alors $\varepsilon_1 = 32°54'$ et $\varepsilon_2 = 5°13'$.

Afin de définir l'énergie des protons analysés par leur rayon moyen, on a utilisé des diaphragmes de 2 mm de diamètre à l'entrée et à la sortie de l'analyseur. Au point de double focalisation et avec de tels diaphragmes nous avons obtenu une résolution théorique $(\Delta V/V)^{-1} \simeq 500$.

3. **Mesure du champ magnétique par résonance photonique.** — On sait que si l'on place un ensemble de protons (H_2 O) dans un champ magnétique H_0, le moment magnétique μ_p des protons ne peut être, dans un état stationnaire, que parallèle ou antiparallèle à H_0, le moment cinétique projeté sur H_0 étant $\pm \frac{1}{2} \cdot \frac{h_0}{2\pi}$. En équilibre statistique la population des états $+1/2$ est sensiblement égale à celle des états $-1/2$, mais si l'on superpose à H_0 un champ haute-fréquence, de fréquence ν le système pourra effectuer des transitions entre les états $\pm 1/2$ en mettant en jeu l'énergie $\pm \Delta W$ si la condition $\Delta W = h\nu = 2\mu p \; H_0$ est satisfaite soit

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \cdot \gamma_p H_0 \quad \text{avec} \quad \gamma_p = (2{,}6752 \pm 0{,}0002)\, 10^4 \text{ cgs}$$

ou

$$\nu = A . H_0 \qquad \text{avec} \quad A = (4{,}2577 \pm 0{,}0003)\, 10^3 \text{ cgs.}$$

La mesure du champ magnétique H_0 se ramène donc à la mesure de la fréquence ν qui peut être absorbée par le système ; ν est proportionnelle à H_0 et ν^2 à l'énergie cinétique des protons : $T = D\,\nu^2$ avec $D \simeq 4{,}2$ keV/(MHz)^2. La précision de la mesure de H_0 dépend donc de celle de la fréquence ν, or il est facile de mesurer une fréquence avec une précision bien supérieure à 10^{-5}. Si l'on désire l'énergie T des protons à 10^{-3} près environ il est nécessaire théoriquement de mesurer ν à $5 . 10^{-4}$ près environ ; mais pratiquement D ne peut être connu à partir des valeurs de γ_p et des caractéristiques du proton, mais doit être déterminé expérimentalement à partir des résonances des réactions nucléaires (p, γ). La valeur obtenue $D = 4{,}383$ (à $1{,}5 . 10^{-3}$) montre que l'on a intérêt à mesurer ν au moins à 10^{-4} près pour ne pas ajouter une erreur supplémentaire due à l'imprécision sur ν.

L'échantillon de résonance protonique utilisé

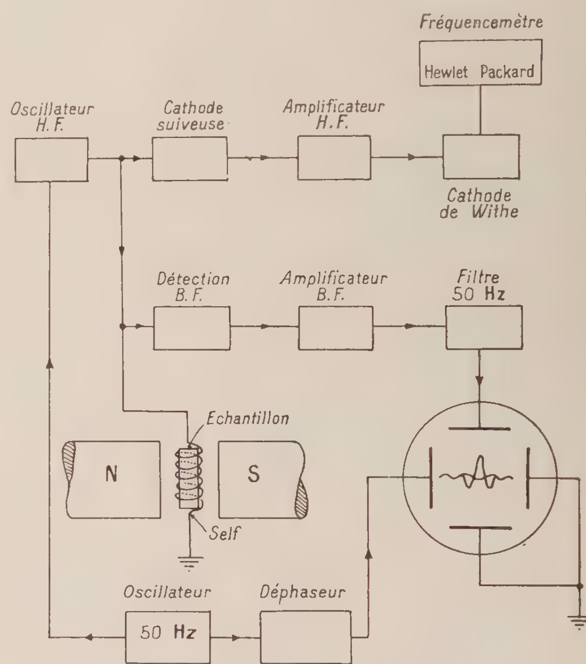


FIG. 1. — Schéma de principe.

était une solution de sulfate de Ni (N/50) ; la concentration doit être suffisante pour obtenir une amplitude convenable du signal mais pas trop grande car il en résulterait une dissipation rapide d'énergie (par interaction spin-spin avec les atomes de Ni) avec un temps de « relaxation » très bref T_2, d'où une plus grande largeur ΔH_0 de la raie de résonance (Ayant, 1955) d'après la relation d'incertitude $T_a \sim 1/\gamma_p \, \Delta H_0$.

Le champ haute fréquence ν est fourni par un oscillateur autodyne à une lampe choisi à cause de sa simplicité et de sa bonne stabilité. Pratiquement dans l'entrefer de l'analyseur où règne le champ H_0, nous plaçons une bobine L, d'axe perpendiculaire à celui de H_0, contenant l'échantillon. Cette bobine L fait partie du circuit oscillant de l'autodyne et est soumise à la haute fréquence du circuit. Lorsque cette fréquence est telle que $2\pi\;\nu = 2\gamma_p\, H_0$ une partie de l'énergie est fournie à l'échantillon et on a aux bornes du circuit oscillant une dimi-

tion de fréquence de l'oscillateur ; pratiquement on a utilisé une modulation 50 Hz. Après détection et amplification basse fréquence nous envoyons le signal sur un oscilloscope balayé en 50 Hz. La fréquence H. F. finale est mesurée à l'aide d'un fréquencemètre de précision Hewlet-Packard.

Cet appareil de champ est placé près de l'accélérateur, mais les mesures et les réglages s'effectuent dans la salle de commande de l'accélérateur située à environ 20 mètres.

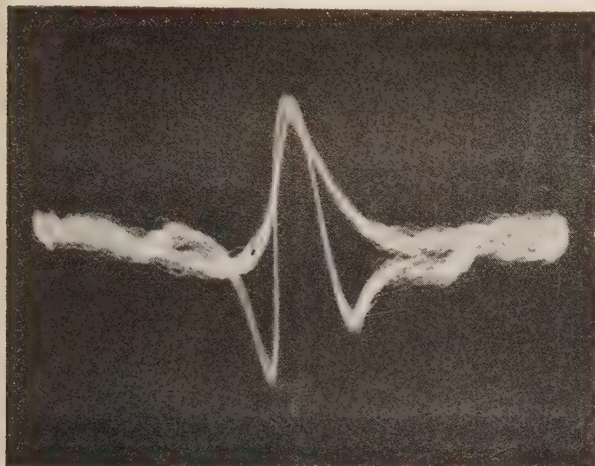


Fig. 2. — Signal de résonance protonique.

Ce mesureur de champ nous a permis tout d'abord de définir l'inhomogénéité du champ magnétique le long de la ligne moyenne des trajectoires dans l'entrefer. La précision sur le parallélisme des pièces polaires le long de cette ligne étant de 7.10^{-3}, on a trouvé pour un champ de l'ordre de 3 000 gauss une précision $\Delta H_0/H \simeq 1{,}5.10^{-2}$. Certes le champ magnétique en un point est stable à mieux que 10^{-4}, mais il varie de plus de 1 % le long de la ligne moyenne de l'entrefer. La mesure du champ magnétique, en un point, ne donne donc qu'un repérage de H_0 et non une mesure exacte. Il en résulte aussi évidemment une imprécision supplémentaire sur l'énergie du faisceau analysé $\Delta T/T \simeq 1/2\ \Delta H_0/H$, mais dans une première étape nous n'avons pas cherché à améliorer l'homogénéité du champ magnétique par amélioration du parallélisme de l'entrefer car nous étions limité par la stabilité moyenne (de l'ordre de 1 %) de la génératrice de haute-tension.

4. **Mesure absolue de l'énergie des protons analysés à l'aide de résonances** (p, γ). — L'analyseur étant réglé (diamètre des diaphragmes environ 2 mm pour ne laisser passer que des protons d'énergie T définie à 10^{-3} environ (point de double focalisation), la valeur absolue de l'énergie des protons analysés a été déterminée à partir des valeurs connues des énergies de résonance nucléaire (p, γ). Pratiquement on mesure la fréquence, caractérisant la valeur du champ magnétique dans l'entrefer pour différentes valeurs absolues de l'énergie T des protons de résonance nucléaire (p, γ) et l'on établit le coefficient de la relation

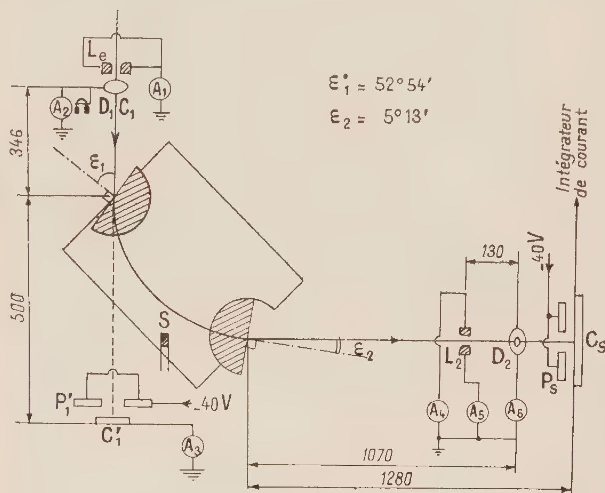


Fig. 3. — Schéma de l'analyseur magnétique pour l'étude des réactions (p,γ).

C : cibles.
L : lèvres.
P : pièges à électrons.
A : milliampèremètres.
C_1 est escamotable.
D : diaphragme de définition d'énergie.
S : sonde du mesureur de champ.

$T = D\ \nu^2$. La mesure de l'intensité reçue par la cible a été faite par un intégrateur de courant réalisé et mis au point par le service d'Électronique du Centre d'Études Nucléaires de Grenoble. Les rayonnements γ provenant de la capture du proton par un noyau de la cible sont détectés par un spectromètre γ à scintillations. Nous avons étudié différentes réactions (p, γ) pour des protons d'énergie comprise entre 100 et 500 keV (Tableau 1).

Réaction	Énergie de résonance (keV)	Référence
$^{11}B(p, \gamma)\ ^{12}C$	163 ± 0,3	Morrish, 1949. Huns, 1953.
$^{23}Na(p, \gamma)\ ^{24}Mg$	307,8 ± 0,3	Hancock, 1955.
$^{7}Li(p, \gamma)\ ^{8}Be$	441,4 ± 0,5	Fowler, 1949.
$^{12}C(p, \gamma)\ ^{13}N$	456,8 ± 0,5	Hunt, 1953.
$^{27}Al(p, \gamma)\ ^{28}Si$	504,0 ± 0,6 438,5 ± 0,5	Hunt, 1953.

Nous avons utilisé des cibles épaisses (de l'ordre de 250 μg/cm²) sauf pour le lithium où l'étude de la réaction a aussi été faite avec des cibles minces (≃ 20 μg/cm²). Pour chaque résonance (p, γ) on mesure la valeur de la fréquence ν et on trace la courbe d'étalonnage $T = D\ \nu^2$ (où T est en keV et nution d'amplitude du niveau de fréquence. On a choisi, pour détecter ce signal, d'utiliser la modula-

ν en Hz). La méthode des moindres carrés a donné $D = 4{,}383 \pm 0{,}006$ avec une précision de $1{,}5 \cdot 10^{-3}$.

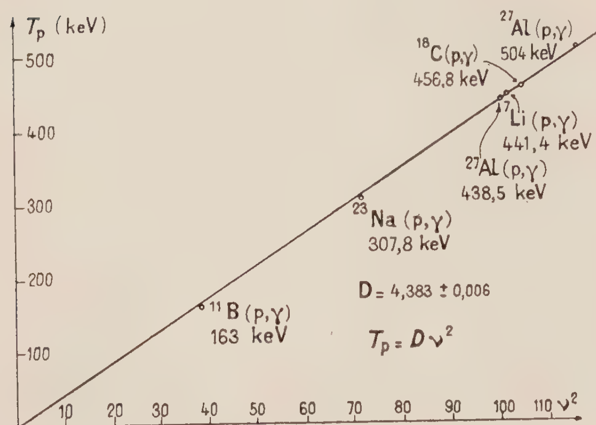


Fig. 4.

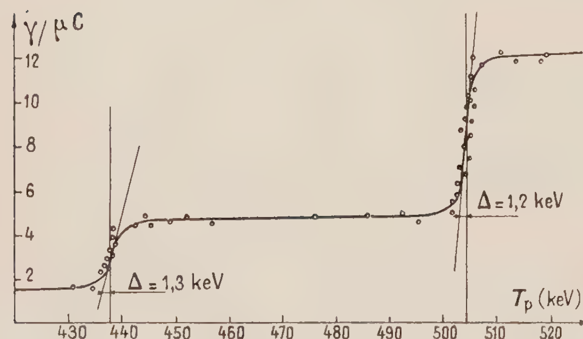


Fig. 5. — $^{27}Al(p, \gamma)\ ^{28}Si$.

Cible épaisse	250 μg/cm²
$T_p = 438{,}5$ keV	$T_p = 504$ keV
$\Gamma_{obs} = 2{,}45$ keV	$\Gamma_{obs} = 2{,}26$ keV
$\Gamma_r = (0{,}7 \pm 0{,}3)$ keV	$\Gamma_r = (0{,}5 \pm 0{,}3)$ keV

$L_e = 10$ mm $d_e = 2$ mm $L_s = 2$ mm $d_s = 2$ mm.

L'étalonnage de l'énergie des protons étant fait, nous avons étudié les largeurs des résonances des réactions nucléaires (p, γ). On définit la largeur Γ_{obs} de résonance comme la largeur Δ à mi-hauteur de la courbe de résonance (p, γ) dans le cas d'une cible mince ; dans le cas d'une cible épaisse $\Gamma_{obs} = 1{,}878\,\Delta$ (*fig.* 4) : la largeur observée Γ_{obs} est reliée à la largeur réelle Γ_r de la résonance pour des cibles épaisses par la relation $\Gamma_{obs}^2 = \Gamma_r^2 + \Gamma_{exp}{}^2$ dans laquelle Γ_{exp}, due aux effets expérimentaux, tient compte de la résolution calculée R de l'analyseur et des élargissements accidentels dus par exemple à l'inhomogénéité du champ dans l'entrefer $\Gamma_{exp}^2 = (\Delta T)^2 + T_1^2$. Nous avons adopté une résolution calculée correspondant à $\Delta T/T \simeq 2 \cdot 10^{-3}$ et nous avons trouvé expérimentalement $\Gamma_1/T = (\Delta T/T)_{exp} \simeq 5 \cdot 10^{-3}$. Le tableau suivant donne les résultats obtenus pour les résonances étudiées et permet de définir une largeur expérimentale Γ_{exp} de l'ordre de 2 keV.

Cible	Γ (keV)	$\Gamma_{réel}$ (keV)	Γ_{obs} (keV)
—	—	—	—
^{23}Na	307,8	0,8 ± 0,3	2,25
^{27}Al	438,5	0,7 ± 0,3	2,45
^{7}Li	441,4	12,2 ± 0,5	12,5
^{27}Al	504,0	0,5 ± 0,3	2,26

Les figures 4 et 5 donnent les courbes de résonance des réactions nucléaires (p, γ) pour l'aluminium et le lithium.

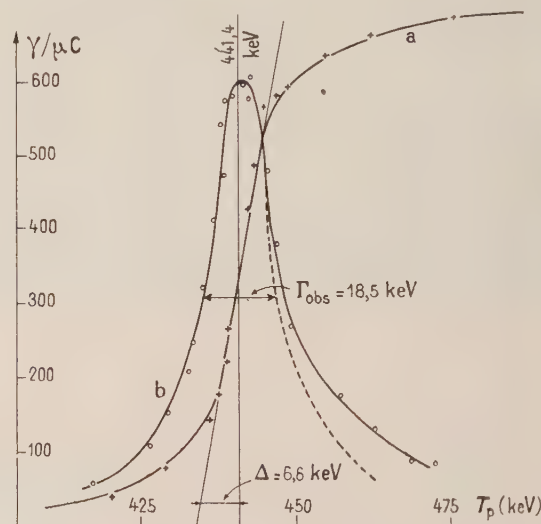


Fig. 6. — $^{7}Li(p, \gamma)\ ^{8}Be$.

Résonance :

$T_p = 441$ keV	(*a*)	Cible épaisse
$\Gamma_{obs} = 12{,}4$ keV		250 μg/cm²
$\Gamma_{obs} = 12{,}5$ keV	(*b*)	Cible mince
$\Gamma_r = (12{,}2 \pm 0{,}5)$ keV		25 μg/cm²

$L_e = 10$ mm $d_e = 2$ mm $L_s = 2$ mm $d_s = 2$ mm

Nous avons essayé de déterminer à partir des résultats précédents la largeur de la résonance à 163 keV de la réaction $^{11}B(p, \gamma)$.

Référence	Énergie de la résonance (keV)	Largeur de la résonance (keV)
—	—	—
Tangen, 1946	162 ± 1	5,3 ± 1
Morrish, 1949.....	162,8 ± 0,2	4,5 ± 1,5
Hunt, 1953	163 ± 0,3	4,5 ± 1,5
David, 1959.......	—	$\Gamma_{obs} = 5{,}68$ $\Gamma_r = 5{,}4 \pm 1$

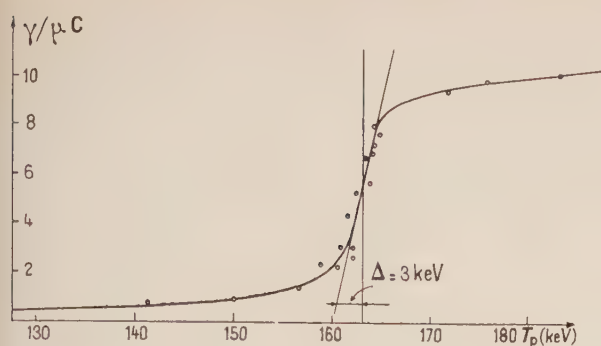


FIG. 7. — $^{11}B(p, \gamma)\ ^{12}C$.

T_p = 163 keV	Cible épaisse
Γ_{obs} = 5,68 keV	250 μg/cm²
Γ_r = (5,4 ± 1) keV	

$L_e = 10$ mm $d_e = 2$ mm $L_s = 2$ mm $d_s = 2$ mm

Conclusion. — Nous avons obtenu un faisceau de protons d'énergie de 100 à 600 keV, avec une précision $\Delta T/T \leqslant 5.10^{-3}$. Cette précision relativement faible est due pour une part au défaut de parallélisme de l'entrefer, et pour une autre part à l'instabilité ($\Delta V/V \simeq 1$ %) de la génératrice électrostatique donnant la tension V. Nous n'avons pas réduit l'ouverture des diaphragmes d'entrée et de sortie au delà de $\Phi \simeq 2$ mm, pour conserver une intensité du courant de protons de quelques micro-ampères. Ce faisceau de protons a été étalonné en énergie à quelques 10^{-3} près par réactions nucléaires (p, γ) à la résonance et la largeur de la raie 163 keV de $^{11}B(p, \gamma)$ déterminée à nouveau $\Gamma_r = (5,4 \pm 1)$ keV. Dans une deuxième étape, il sera nécessaire de rendre plus homogène l'entrefer de l'électro-aimant et de stabiliser la génératrice de façon à augmenter le rendement de l'analyseur pour une définition donnée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] AYANT (Y.), La résonance paramagnétique nucléaire, C. N. R. S., 1955.
[2] BRUCK (H.), *J. Physique, Rad.*, 1953, **14**, 251.
[3] CROSS (W. G.), *Rev. Sc. Inst.*, 1951, **22**, 10.
[4] DAVID (J. E.), *Thèse d'Université*, Grenoble, 1959, n° 125.
[5] FOWLER (W. A.), LAURITSEN (C. C.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 314.
[6] KRAFFT (J.), Rapport C. E. A., 1960 (sous presse).
[7] HANCOCK (N. H.), VERDAGNER, *Proc. Phys. Soc.*, 1955, A **68**, 1080.
[8] HUNS (T.), DAY (R. B.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 599.
[9] HUNT (S. E.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, A **65**, 982.
[10] GENDREAU (G.), SALVAT (M.), Note C. E. A., 1955, **95**.
[11] MORRISH (A. H.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1651.
[12] TANGEN (R.), *Klg Norsk Vid. Sekkabs skrifter*, 1946.
[13] THONEMANN (P. C.), MOFFAT (I.), ROAF (D.), *Proc. Phys. Soc.*, 1948, A **61**, 483.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 439.

VIE MOYENNE DU NIVEAU EXCITÉ A 595 keV DE ^{115}In

Par S. GORODETZKY, R. MANQUENOUILLE, R. RICHERT et A. KNIPPER,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Nous avons mesuré la vie moyenne du niveau excité à 595 keV de ^{115}In. La valeur trouvée est : $T_{1/2} = 5,9\ 10^{-9}$ secondes. La probabilité de transition du rayonnement quadrupolaire électrique considéré est supérieure d'un facteur 2 à la valeur correspondant à la transition d'une seule particule.

Abstract. — The rate of emission of the electric quadrupole transition following the decay of the state at 595 keV of ^{115}In is found to be a factor 2 enhanced over the single particle estimate. The half-life of this level is $T_{1/2} = (5.9 \pm 0.3)\ 10^{-9}$ seconds.

Introduction. — Le noyau ^{115}In est obtenu par désintégration β de ^{115}Cd à partir de son état fondamental et de son état isomère dont les périodes sont respectivement égales à 53 heures et 43 jours. Les rayonnements β, ainsi que les rayonnements γ émis dans la désintégration de ^{115}In ont été étudiés notamment par Varma et Mandeville [1]. Ces auteurs établissent un schéma de niveaux (*fig.* 1). Le spin $9/2^+$ de l'état fondamental de ^{115}In a été mesuré et est en accord avec la valeur prévue par

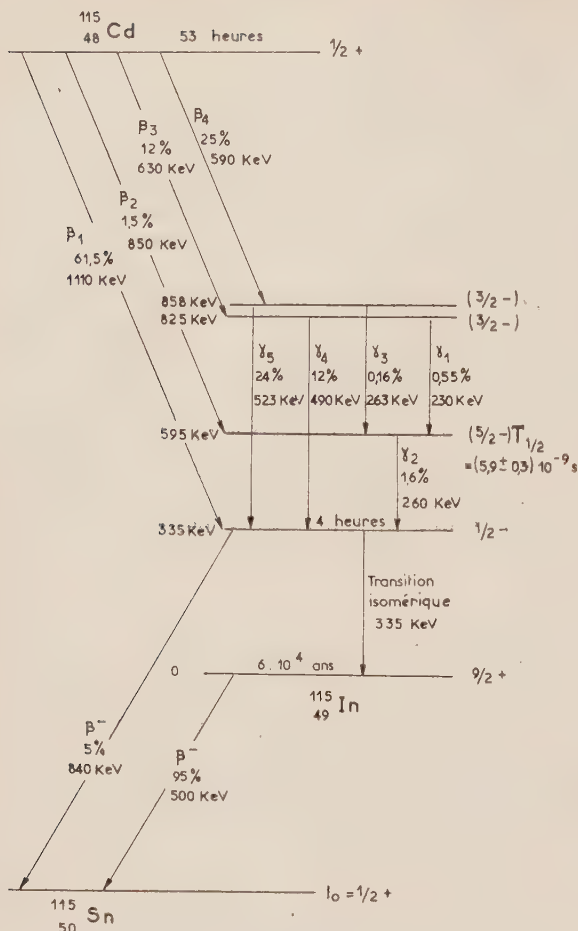


FIG. 1. — *Schéma de désintégration du* ^{115}Cd (53 heures).

le modèle en couches. Les spins des différents états excités sont établis à partir de la connaissance de la transition isomérique $M4$ et de la nature des différentes transitions β, si l'on prend s 1/2 pour la configuration de l'état fondamental de ^{115}Cd. Les spins ainsi déterminés sont aussi en accord avec les intensités relatives des rayons γ.

Varma et Mandeville constatent d'autre part l'absence d'une transition $E1$ de 340 keV entre les niveaux $g\ 7/2^+$ à 935 keV et $5/2^-$ à 595 keV, celle aussi d'une transition $M1$ de 130 keV entre les niveaux $9/2^+$ à 1,42 MeV et 1 $1/2^+$ à 1 290 keV, et la faible intensité d'une transition $M1$ entre les niveaux $9/2^+$ à 1,42 MeV et le niveau fondamental de ^{115}In. Ceci les conduit à émettre l'hypothèse d'une interaction collective. Pour le cas qui nous intéresse ils pensent que le niveau $5/2^-$ pourrait être un niveau de rotation du niveau $p\ 1/2^-$. Il nous a donc semblé intéressant de mesurer la vie moyenne du niveau excité à 595 keV. Il est à noter qu'en étudiant l'excitation coulombienne de ^{115}In, Temmer et al., puis Mark et al. [3] ont observé un rayonnement γ de 500 keV ; par contre Alkhazov [4] détecte un rayonnement γ de 560 keV. De plus en prenant pour valeur du moment quadrupolaire intrinsèque de ^{115}In dans son état fondamental la valeur $Q_0 = 1{,}161\ e^2$ (barns)² [5] Mark calcule la probabilité réduite de transition $B(E2) = 0{,}04\ e^2$ (barns)². Cette valeur est en accord avec la valeur 0,058 e^2 (barns)² trouvée à partir de la section efficace d'excitation coulombienne.

Mesure. — Nous avons effectué la mesure en étudiant les coïncidences différées entre le rayon-

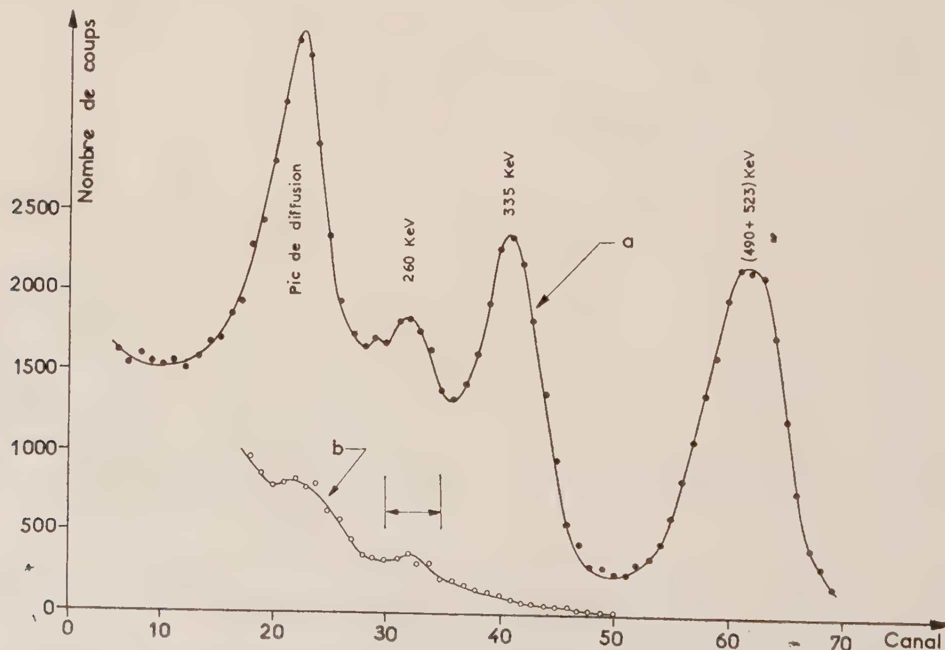


FIG. 2. — *Spectre γ de* ^{115}In. *a*) Spectre γ en coïncidence avec la portion de spectre β sélectionnée. Les coïncidences fortuites ne sont pas déduites. Sélection d'énergie effectuée dans la voie 2. *b*) Spectre γ en coïncidences différées.

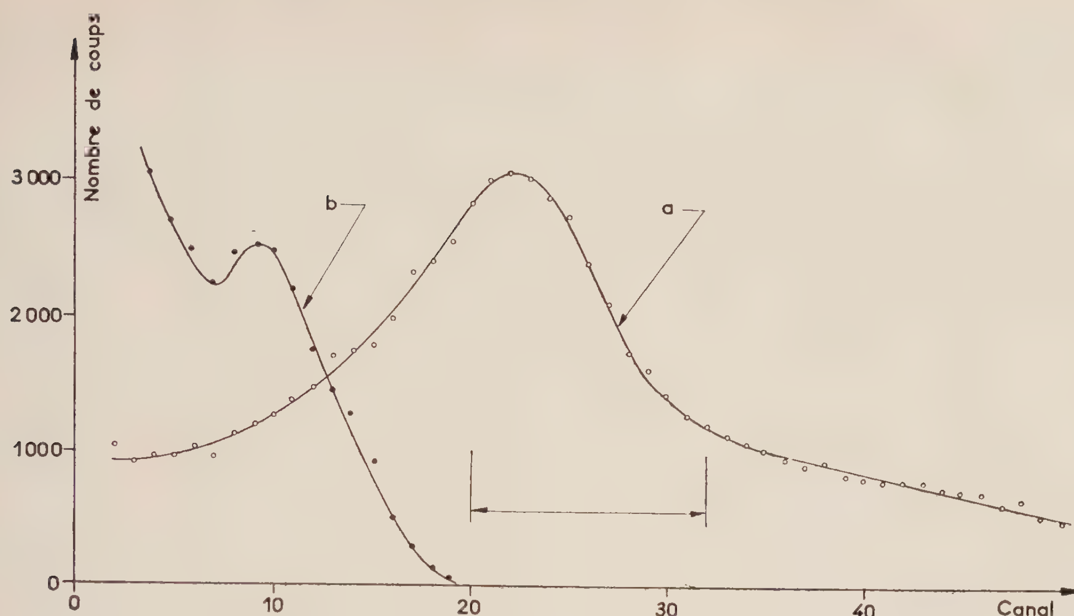


FIG. 3. — *Spectre* ($\beta + \gamma$) *de* ^{115}*In*. *a*) Spectre simple dans le scintillateur plastique. Sélection d'énergie effectuée dans la voie 1. *b*) Spectre Compton du rayonnement γ de 279 keV du Hg 203.

nement β alimentant le niveau excité à 595 keV et le rayonnement γ de 260 keV par lequel il se désexcite. L'état isomère de 43 jours n'était pas présent, l'irradiation de l'oxyde de Cadmium n'ayant pas excédé quelques heures.

Les rayonnements β ont été détectés dans un scintilleur plastique NE 102 ; la transition qui nous intéresse est de faible intensité, 1 % environ, et on ne peut la séparer des autres rayonnements β en compétition. Sur le spectre obtenu (*fig.* 2) nous avons placé une fenêtre assez large dans une région correspondant sensiblement au maximum de la distribution.

Les rayonnements γ ont été détectés dans un cristal d'iodure de sodium. Dans le spectre direct le rayonnement γ de 260 keV n'est pas très apparent en raison de sa faible contribution et de l'importance de la transition isomérique de 335 keV et du pic de diffusion. Pour mieux localiser la zone d'énergie intéressante nous avons relevé le spectre γ en coïncidence avec la portion de spectre β sélectionnée précédemment (*fig.* 3). Il nous a donc été possible de faire une sélection d'énergie suffisamment étroite.

La distribution dans le temps des coïncidences différées a été étudiée avec un convertisseur temps-amplitude à pouvoir de résolution élevé, qui a été décrit ailleurs [6]. Les photomultiplicateurs utilisés étaient des tubes 56 AVP. Nous avons repris la mesure plusieurs fois afin d'être assuré que notre appareillage avait satisfait aux conditions de stabilité. Les valeurs trouvées ont toutes été compatibles dans les limites de l'erreur indiquée.

La courbe de résolution (*fig.* 4) montre une forte contribution de coïncidences promptes. A un peu moins d'une décade du maximum on observe le début de la distribution linéaire qui caractérise

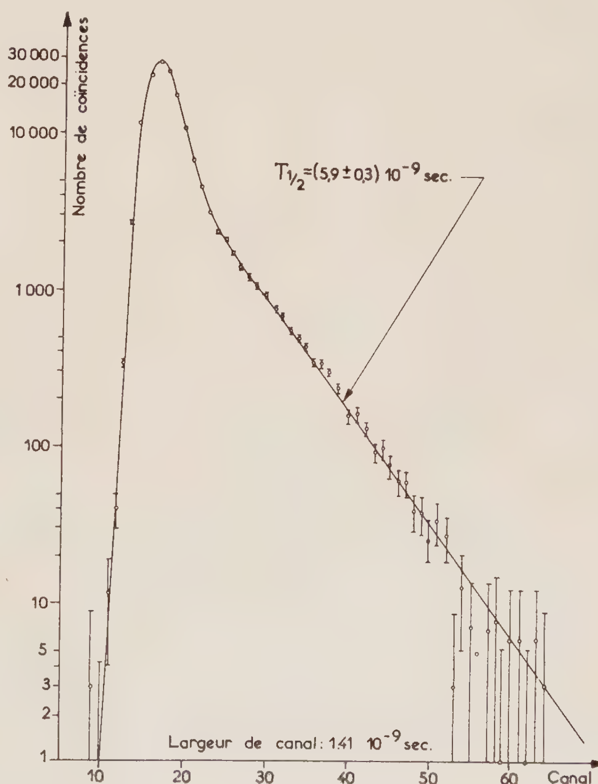


FIG. 4. — *Vie moyenne du niveau excité a 595 keV de* ^{115}*In*. Courbe de coïncidences retardées β-γ (260 keV).

la décroissance du niveau excité dans une représentation semi-logarithmique. La période de la décroissance est :

$$T_{1/2} = (5{,}9 \pm 0{,}3)\ 10^{-9}\ \text{s}.$$

L'erreur statistique est pratiquement négligeable ; la contribution essentielle provient de l'incertitude du calibrage.

Utilisant les tables de Rose nous avons déterminé le coefficient de conversion interne pour le rayonnement quadrupolaire électrique de 260 keV. On obtient sensiblement

$$\alpha \sim 0{,}06\ (\alpha_K \sim 0{,}05\ ;\ \alpha_L \sim 0{,}008).$$

On en déduit :

$$T_{1/2},\ \gamma \sim 6.25\ 10^{-9}\ \text{s}.$$

D'autre part la formule de Weisskopf, appliquée en prenant $r_0 = 1{,}2\ 10^{-13}$ cm donne :

$$T_{1/2},\ \gamma \sim 1{,}4\ 10^{-8}\ \text{s}.$$

Le rapport de ces deux valeurs qui est égal à 2,2 peut être appelé le facteur d'accélération de la transition.

Nous nous sommes d'autre part assurés que les événements retardés étaient bien dus à la transition considérée en relevant le spectre γ en coïncidences différées.

Conclusion. — On constate que la probabilité de transition est légèrement plus forte que celle qui correspondrait à une transition due à un seul proton. Dans les régions où les noyaux pair-pair ont des vibrations collectives autour d'un équilibre sphérique, les spectres des noyaux à A impair sont en général complexes ; il faut en effet tenir compte des degrés de liberté du mouvement intrinsèque des nucléons avec les oscillations collectives. Nous pouvons donc penser que notre résultat n'est pas en contradiction avec une interactino de nature collective dans ^{115}In.

Note ajoutée sur épreuves. — Le Dr Van den Bold nous a communiqué les résultats des mesures de corrélation angulaire des cascades 230 keV 260 keV et 263-260 keV. Les séquences de spins (de bas en haut) 1/2 - 3/2 - 3/2 ou 1/2 - 3/2 - 1/2 sont possibles ; il n'est cependant pas possible d'éliminer la séquence 1/2 - 5/2 - 3/2.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Varma-Mandeville, *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 984.
[2] Mark (H.), McClelland (C.), Goodmann (C.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1235.
[3] Temmer (G. M.), Heydenburg (N. P.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1399.
[4] Alkhazov (D. G.), Adreyev (D. S.), Greenberg (A. P.), Lemberg (I. Kh.), *Nuclear Physics*, 1956, **2**, 65.
[5] Mack (J. E.), *Rev. Mod. Phys.*, 1950, **22**, 64.
[6] Gorodetzky (S.), Richert (R.), Manquenouille (R.), Knipper (A.), *Nuclear Physics* (à paraître).

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 442.

MESURES DE CORRÉLATION BÊTA-GAMMA POLARISATION CIRCULAIRE SUR ^{198}Au ET ^{122}Sb

Par M. DE CROËS (1), J. P. DEUTSCH (1), P. LIPNIK (1),
Centre de Physique Nucléaire, Université de Louvain, Belgique.

Résumé. — On présente un polarimètre spécialement adapté aux rayons γ de basse énergie, ainsi que les mesures de corrélation β-γ polarisation circulaire sur ^{198}Au et ^{122} Sb pour lesquelles on l'a employé. On discute l'étendue des informations recueillies à l'aide des mesures de corrélation β-γ sur les transitions β une fois interdites.

Abstract. — Beta-gamma polarisation correlation measurements yield the preliminary result $A = 0.44 \pm 0.07$ for ^{198}Au and $A = 0.27 \pm 0.07$ for ^{122}Sb. A detailed description of the polarimeter used is given elsewhere.

Introduction. — La méthode générale et l'intérêt des mesures de corrélation bêta-gamma polarisation circulaire ont été décrites en détail ailleurs [1, 2]. Reprenant une idée de T. Kotani [3], nous nous sommes proposé en ce laboratoire d'étudier la forme du spectre, la corrélation directionnelle bêta-gamma ainsi que la corrélation bêta-gamma polarisation circulaire de quelques émetteurs bêta à transition une fois interdite ayant une forme de spectre non-statistique.

La présente communication porte sur les premières mesures de corrélation bêta-gamma polarisation circulaire de ce programme entreprises sur deux émetteurs bêta à transition une fois

(1) Chercheur agréé I. I. S. N., Belgique.

interdite, ayant une forme de spectre permise, la première (^{198}Au) bien étudiée, mais donnant lieu à des résultats — en partie — contradictoires, le second (^{122}Sb) relativement moins étudié.

Dispositif expérimental. — Le dispositif expérimental ainsi que le schéma de connection des circuits électroniques sont représentés aux figures 1 et 2. Tous deux ont été décrits ailleurs [4] et nous n'en discuterons donc ici que quelques points saillants.

Le polarimètre a été construit suivant la forme indiquée afin d'assurer une analysibilité optimum pour des rayons gamma d'énergie entre 300 et 800 keV. (Aux énergies plus élevées les polarimètres cylindriques classiques étant préférables.) Les chiffres de mérite comparatifs de ce polarimètre ont été calculés à la référence [4]. L'analysibilité du polarimètre a pu être déterminée par intégration graphique à quelques pour-cent près, l'exactitude de ce calcul a été contrôlée [1] par la comparaison du spectre d'énergie des rayons gamma diffusés et le spectre expérimental et [2] par l'analyse du spectre des rayons gamma diffusés provenant d'un mince faisceau de rayons gamma incidents suivant des angles donnés. La sélection d'énergie dans le canal gamma nous a permis de retenir — à 95 % — uniquement les rayons gamma n'ayant subi qu'une seule diffusion.

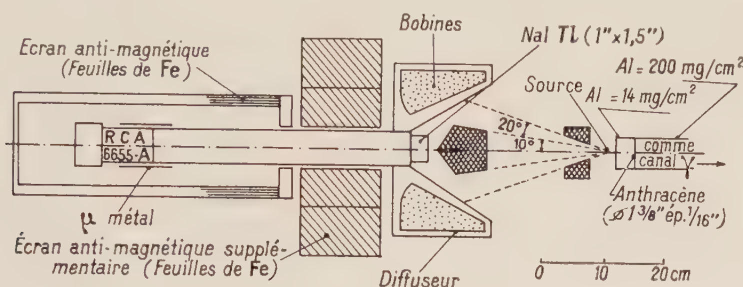


Fig. 1.

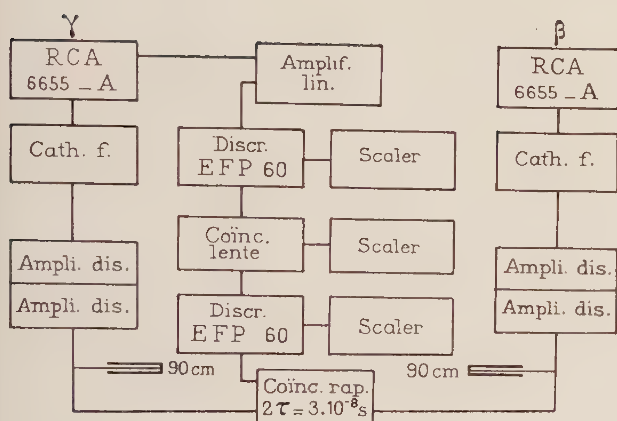


Fig. 2.

L'influence du champ magnétique de fuite sur les photomultiplicateurs a été réduite à l'aide d'écrans magnétiques et de deux bobines de compensation (non indiquées sur la figure 1). Dans le canal bêta, l'effet rémanent a été de l'ordre de 0,01 %, dans le canal gamma de 0,5-0,6 %. Remarquons toutefois que l'effet sur le canal gamma est sans danger : le nombre des rayons gamma dans le canal gamma étant compté en permanence, on détermine facilement la correction correspondante.

Pour détecter une erreur systématique éventuelle due à l'influence de l'inversion du champ magnétique sur d'autres éléments que les photomultiplicateurs, nous avons enlevé le bloc de Pb obstruant le passage des rayons gamma directs (réglant — en même temps — le discriminateur du canal latéral en dessous du photopic de 411 keV). Correction faite des influences sur le canal gamma, nous aurions dû trouver un effet nul. En réalité, nous avons obtenu un effet (défini par le rapport de la différence et la demi-somme du taux de coïncidence obtenu pour deux aimantations inverses du polarimètre) de $0{,}60 \pm 0{,}17$ %, indiquant la présence d'une erreur systématique. Nous l'interprétons comme l'influence du champs de fuite sur le circuit de coïncidence rapide travaillant avec un 6BN6 à bas voltage [5]. Les résultats sont corrigés par cet effet ; nous les considérons néanmoins comme provisoires : suite à l'élimination de cet erreur systématique les mesures sont de nouveau en cours.

Mesures. — Au a été irradié en mince feuilles de 0,27 mg/cm², le Sb sous forme d'oxyde — tous deux au réacteur B. R. 1. de Mol. (La contribution du ^{124}Sb formée a été négligeable après une durée d'irradiation de 2 jours). Les sources ont été déposés sur du zapon ($\sim$ 10 µg/cm²), leur épaisseur a été de 0,27 mg/cm² (Au) respectivement d'environ 0,5 mg/cm² (Sb).

L'influence d'une diffusion éventuelle dans la source a été contrôlée pour Au en effectuant des mesures avec 0,54 mg/cm² de Au non-actif devant la source. Les résultats sont les mêmes — aux erreurs statistiques près — que ceux obtenus lors des mesures proprement dites.

Les mesures sont faites en inversant automatiquement l'aimantation du polarimètre toutes les 1 000 secondes et en enregistrant le nombre des coïncidences et rayons gamma comptés, déduction est faite des coïncidences fortuites.

Les mesures de corrélation bêta-gamma polarisation circulaire tendent à déterminer la valeur du paramètre A_1 dans la fonction de distribution $W_{\beta\gamma\text{pol}}(\theta, W) = 1 + HA_1(W)P_1(\cos\theta)$ où θ est l'angle entre le rayon bêta et le rayon gamma, H la polarisation du rayon gamma définie comme d'habitude, W l'énergie du rayon bêta et P_1 le polynôme de Legendre d'ordre 1.

A_1 est relié à l'effet e effectivement mesuré par la relation suivante :

$$A_1 = \frac{e}{2f \cos\theta\, v/c\; \Phi_c/\Phi_0\, (1 - P)}$$

où f est le pourcentage — dans le Fe diffuseur — des électrons de spin orientés, $\cos\theta$ la moyenne du cosinus de l'angle formé par les rayons bêta et gamma, v/c la vitesse moyenne des électrons détectés, Φ_c/Φ_0 l'analysibilité du polarimètre (voir réf. [2]) et P le pourcentage des rayons gamma transmis à travers l'écran de Pb. Le tableau suivant indique les valeurs numériques correspondantes.

	^{198}Au	^{122}Sb
f	7.02 ± 0.01 %	7.02 ± 0.01 %
$\cos\theta$	0.965	0.965
$(v/c)_m$	0.850 ± 0.024	0.846 ± 0.024
Φ_c/Φ_0	0.300 ± 0.003	0.340 ± 0.010
$1 - P$	0.984	0.983
e	1.52 ± 0.19 %	1.04 ± 0.23 %
A_1	0.44 ± 0.07	0.27 ± 0.07

Interprétation. — ^{198}Au et ^{122}Sb ayant tout deux un spectre bêta de forme permise [6, 7] et une anisotropie de leur corrélation directionnelle bêta-gamma de l'ordre de $1/\xi$ (6,8) $\left(\xi = \frac{\alpha Z}{2R}\right.$ où α est le constant de fine structure et R le rayon nucléaire : elle vaut 16 pour Au et 10,5 pour Sb), il paraît possible de développer l'expression de A_1 en série de ξ et de ne retenir que le premier terme, en supposant une interaction Fermi de forme $(V\text{-}A)$, invariant pour l'inversion de temps et, en tenant compte de la séquence des spins des deux isotopes (2-2-0), nous obtenons ainsi :

$$A_1 = \frac{0.167 - 0.816\, V/Y}{1 + (V/Y)^2}$$

où V et Y sont des combinaisons d'éléments de matrice de rang tensoriel 0 respectivement 1, définis par exemple à la référence [3].

Le tableau suivant donne les valeurs V/Y déduites des résultats d'autres expérimentateurs et de nos propres résultats préliminaires.

Expérience	A_1	V/Y	Isotope
Boehm-Wapstra [9]	0.52 ± 0.09	$-1.5 < V/Y < 0.4$	
J. Berthier et al. [10]	0.34 ± 0.05	$-0.16 < V/Y < -0.15$ ou : $-1.76 < V/Y < -0.32$	^{198}Au
R. M. Steffen [6]	0.45 ± 0.07	$-1.82 < V/Y < -0.29$	
Présent travail	0.44 ± 0.07	$-1.94 < V/Y < -0.26$	
Présent travail	0.27 ± 0.07	$-0.05 < V/Y < -0.23$ ou : $-4.00 < V/Y < -2.14$	^{122}Sb

Conclusion. — A cause de l'erreur systématique mise en évidence nous considérons nos résultats comme préliminaires. En guise de conclusion nous désirons souligner deux points qui nous paraissent d'importance :

1. Une mesure de contrôle « zéro » est possible et semble s'imposer dans ce genre d'expériences même si on a réussi de réduire l'influence du champ de fuite sur les photomultiplicateurs.

2. On attache généralement peu de confiance aux calculs d'analysibilité d'un polarimètre. Il existe pourtant des méthodes assez simples permettant de contrôler expérimentalement ces calculs.

M. le Pr M. de Hemptinne a bien voulu nous montrer l'intérêt qu'il portait à ce travail ; nous avons largement profité de l'aide et des conseils de M. le Pr P. C. Macq. Nous tenons à leur exprimer nos plus vifs remerciements. Nous remercions également les ateliers mécaniques et électroniques du C. P. N. L. de leur efficace collaboration.

Note ajoutée sur épreuves. — Des mesures nouvelles sont en cours pour déterminer l'analysibilité du polarimètre. Nous les rapporterons ultérieurement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] GRODZINS (L.), *Progr. in Nucl. Phys.*, 1959, **7**, 163 et suite, Pergamon Press, London.
[2] SCHOPPER, *Nuclear Instrum.*, 1958, **3**, 158.
[3] KOTANI (T.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 795.
[4] DEUTSCH (J. P.), LIPNIK (P.), *Annales Soc. Sci.*, Bruxelles, 1960, **73**, 420.
[5] GREEN et BELL, *Nuclear Instr.*, 1918, **3**, 127.
[6] STEFFEN (R. M.), *Proceedings Rehovoth Conf.*, Israel, 1957, *Intersc.* Publ., 1958, 419. *Phys. Rev.*, Lett., 1958, **1**, 289. A. E. C. V., 4 316, Purdue Univ., Lafayette, 1959, *Nucl. Sc. Abstr.*, déc. 1959, **13**, n° 22 871.
[7] Forme ^{122}Sb : FARRELLY et all., *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1440 et GLAUBMANN (M. J.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 645.
[8] Corrélation angulaire ^{122}Sb : SHAHNOV (I.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 333 (A).
[9] BOEHM (F.), WAPSTRA (A. H.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1202 ; 1957, **107**, 1462 ; 1958, **109**, 456.
[10] BERTHIER (J.), DEBRÜNNER (P.) et al., *Helv. Phys. Acta*, 1958, **30**, 483.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 445.

MOMENTS QUADRUPOLAIRES DE QUELQUES NOYAUX LOURDS ET MODÈLES COLLECTIFS

Par R. FOUCHER,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — On compare les résultats obtenus à partir de la mesure des vies moyennes et des corrélations angulaires perturbées α-γ et γ-γ pour ^{220}Rn, ^{222}Rn, ^{224}Ra, ^{226}Ra, ^{234}U. On déduit de cette comparaison les valeurs des gradients de champs électriques cristallins appliqués à ces noyaux.

Abstract. — Values of quadrupole moments for ^{220}Rn, ^{222}Rn, ^{224}Ra, ^{226}Ra, ^{234}U obtained from half-lives of 2 + excited states and α-γ angular correlations are compared.

Les noyaux lourds pair-pair ayant un niveau fondamental de spin et parité 0+ et un premier niveau excité 2+, la fonction de corrélation $W(\theta)$ liant les directions d'émissions des deux rayonnements α et γ émis en cascade est connue sans ambiguïté lorsque les sous-états magnétiques du niveau intermédiaire 2+ ne peuvent être différenciés (comme c'est le cas lorsqu'il existe un couplage noyau-champ magnétique, ou électrique extérieur).

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2 (\cos \theta) + A_4 P_4 (\cos \theta)$$

où P_2 et P_4 sont les polynômes de Legendre d'ordre 2 et 4. La détermination expérimentale de cette fonction a montré que les corrélations angulaires α—γ dans ^{238}Pu, ^{230}Th, ^{228}Th, ^{226}Ra, ^{224}Ra sont perturbées et que la fonction $W(\theta)$ devient [1], [2], [3], [4].

$$W(\theta) = 1 + G_2 A_2 P_2 (\cos \theta) + G_4 A_4 P_4 (\cos \theta)$$

$$G_2, G_4 \leqslant 1.$$

Abragam et Pound ont expliqué cette atténuation des coefficients A_2 et A_4 par le couplage d'un gradient de champ électrique et du moment quadrupolaire électrique de ces noyaux et calculé les coefficients G_2 et G_4 [5] dans le cas des gradients de champs électriques à symétrie axiale en fonction du produit $\omega\tau$ où τ est la vie moyenne de l'état excité et $\omega = \frac{3e}{\hbar} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \cdot Q/4I(2I - 1)$ pour un spin entier I de l'état excité dont le moment quadrupolaire est Q ; $\partial^2 V/\partial z^2 = q$ est le gradient de champ électrique le long de l'axe de symétrie axiale. Si nous admettons que ce gradient a la même valeur pour les cristaux utilisés, chlorures et nitrates d'éléments lourds, que le facteur de projection $P(x)$ reliant Q à Q_0 moment quadrupolaire intrinsèque reste égal d'après Bohr et Mottelson à

$$P = \frac{3\Omega^2 - I(I + 1)}{(I + 1)(2I + 3)}$$

$$[\text{ici } \Omega = 0, I = 2 \quad \text{donc} \quad |P| = 0{,}29] \qquad (6)$$

et que la formule de Bohr et Mottelson [6] donnant τ en fonction de Q_0 est valable même dans le cas des radons, nous pouvons tirer τ et Q_0 de la seule connaissance de $\omega\tau$ et des coefficients de conversion interne α des rayonnements quadrupolaires électriques d'énergie E désexcitant le niveau intermédiaire, pourvu que l'on connaisse pour l'un des radioéléments $\omega\tau$, Q_0 et τ ; en effet

$$Q_0 \propto \frac{1}{E^5 (1 + \alpha) [\omega\tau]}$$

et

$$\tau \infty E^5 [1 + \alpha] [\omega\tau]^2.$$

A partir de notre mesure de la vie moyenne du

niveau de 68 keV du ^{226}Ra et avec $\omega\tau = 1{,}1$ nous déduisons les valeurs τ' et Q'_0 du tableau suivant ; les valeurs expérimentales des vies moyennes que nous avons mesurées [7] et celles de R. E. Bell, S. Bjornholm, J. C. Severiens [8] sont notées τ_{ex} (F ou B) et les moments intrinsèques Q_0 déduits de ces mesures $Q_{0\ ex}$. Enfin des valeurs expérimentales de $\omega\tau$ et τ, on tire les constantes de couplages quadrupolaires $eq.Q$.

	^{220}Rn	^{222}Rn	^{224}Ra	^{226}Ra	^{234}U
$E_2\ (\gamma)_{keV}$	241	187	84	68	43,5
$\omega\tau$	0,19	0,38	1,2	1,1	0,7
$\tau' 10^{-10}$ s	3,2	4,6	11,5	9	4,9
$Q'_{0\,barn}$	3,9	4,9	6,4	7,25	9,1
τ_{ex}	2,1^{B}	4,5^{F}	11,5^{F}	9^{F}	3,8^{B}
Q_{0ex}	4,25	4,8	6,2	7,25	9,8
$eqQ_{Mc/sec}$	6 500	6 500	8 800	9 800	14 700

Les valeurs de τ' et Q'_0 dépendent non seulement des facteurs $\omega\tau$ mais aussi des coefficients de conversion interne utilisés. *Il n'en reste pas moins que la cohérence des résultats de corrélations angulaires, des mesures de vies moyennes, des formules d'Abragam et Pound et Bohr et Mottelson est manifeste pour les* ^{222}Rn ^{224}Ra ^{226}Ra ^{234}U et vraisemblable pour le ^{220}Rn.

Cette cohérence est mise en évidence d'une autre façon ; d'une part l'atténuation des corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ relatives aux niveaux 2+ et 4+ du ^{226}Ra est en bon accord avec la valeur relative des moments quadrupolaires donnée par le facteur de projection, et celle des vies moyennes des niveaux, calculées d'après la formule des probabilités réduites

$$B_I(E_2) = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)}, \qquad (6), (4)$$

d'autre part notre mesure de la vie moyenne du niveau 4+ non corrigée du temps de parcours des particules α de la source au cristal détecteur ($\sim 10^{-10}$ s) est voisine de 2.10^{-10} s, alors qu'avec la formule précédente on prévoit :

$$\tau(\text{niveau } 4+) \sim 3.10^{-10}\ \text{s} \quad \text{si} \quad \tau(\text{niveau } 2+) = 9.10^{-10}\ \text{s}.$$

Si ce résultat est attendu pour les noyaux de masse supérieure à 224, il n'en est pas de même pour les ^{220}Rn et ^{222}Rn qui ne présentent plus de spectre de rotation. En principe ces niveaux doivent pouvoir s'expliquer dans le cadre du modèle vibrationnel [9], [10]. Malheureusement les valeurs théoriques des moments quadrupolaires des niveaux ne sont pas connues. Le modèle de Davydov et Filippov devrait lui aussi, être applicable à ces noyaux [11] ; dans ce modèle $|Q| = 0{,}17\ Q_0$ (dans notre cas) avec Q_0 relié à τ par une formule très voisine de celle de Bohr et Mottelson. Il faudrait donc admettre que les gradients de champs électriques appliqués aux noyaux de Radon sont 1,5 à 2 fois plus élevés que les gradients appliqués aux noyaux de Radium (alors qu'ils augmenteraient de 10 % des Chlorures de Radium aux Chlorures d'Uranium d'après les valeurs de $eq\ Q$).

On peut également penser que la théorie de Davydov et Filippov ne s'applique pas bien aux noyaux pour lesquels le rapport des énergies des 2 premiers niveaux 2+ est inférieur à 2,5 et que le facteur de projection pour le premier niveau reste égal à la valeur de Bohr et Mottelson, 0,29.

Enfin, de la valeur des constantes de couplage quadrupolaire on peut tirer également :

1° une valeur approchée des gradients de champs électriques appliqués aux noyaux étudiés ; pour le ^{226}Ra

$$q = \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 3 \times 10^{18}\ \text{volt/cm}^2$$

2° l'espacement des niveaux de structure hyperfine nucléaire pour les cristaux utilisés ; avec $Q_0 \sim 7$ à 8 barns on aurait par exemple pour différentes valeurs des spins :

$I = 2$: $m_z = \pm 2$ — $1{,}2\ 10^{-4}$ eV — $m_z = \pm 1$ — 4.10^{-5} eV — $m_z = 0$

$I = 5/2$: $\pm 5/2$ — $1{,}16\ 10^{-4}$ eV — $\pm 3/2$ — $5{,}8\ 10^{-5}$ eV — $\pm 1/2$

$I = 3/2$: $\pm 3/2$ — $1{,}2\ 10^{-4}$ eV — $\pm 1/2$

La position relative des niveaux dépendant du signe de Q. Comme la largeur naturelle des niveaux passe de $1{,}5.10^{-8}$ eV à $1{,}5.10^{-4}$ eV lorsque leur vie moyenne passe de 4.10^{-8} à 4.10^{-12} seconde, on pourrait en principe déterminer la structure hyperfine quadrupolaire nucléaire de nombreux niveaux dans les noyaux lourds déformés.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Milton (J. C. D.) et Fraser (J. S.), *Bull. amer. Phys. Soc.*, 30 avril 1954, 40.
[2] Battey, Madansky et Rasetti, *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 182.
[3] Beling, Feld, Halpern, *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 155.
[4] Benoist (P.), Teillac-Valladas (J.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1954, **238**, 1656.
[5] Abragam et Pound, *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 943.
[6] Bohr (A.) et Mottelson, *Kgl Danske Mat. Fys. Medd.*, 1953, **27**, n° 16.
[7] Foucher (R.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1959, **249**, 2310.
[8] Bell (R. E.), Bjornholm (S.) et Severiens (J. C.), *Nuclear Physics*, 1960 (à paraître).
[9] Scharff-Goldhaber (G.), *C. R. Congrès Phys. Nucl.*, Paris, 1958, Dunod p. 216.
[10] Jean et Wilets, *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 788.
[11] Davidov et Filippov, *Nuclear Physics*, 1958, **8**, 237.

ÉTUDE DE QUELQUES NIVEAUX OBTENUS AU COURS DE LA DÉSINTÉGRATION ALPHA DU $^{227}_{90}$Th (RaAc)

Par G. Y. PETIT,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — On propose la cascade de désintégration nucléaire, avec les spins et parités suivants :

^{227}Th (état fondamental) 3/2 + $\xrightarrow[5,744 \text{ MeV}]{\alpha}$ ^{223}Ra (niveau de 286 keV) 3/2 + $\xrightarrow[236 \text{ keV}]{\gamma}$

^{223}Ra (niveau de 50 keV) 3/2 — $\xrightarrow[50 \text{ keV}]{\gamma}$ ^{223}Ra (niveau fondamental) 1/2 +

Abstract. — The following spins and parities are proposed for the cascade of disintegrations :

^{227}Th$_{(fond)}$ 3/2 + $\xrightarrow[5.744 \text{ MeV}]{\alpha}$ ^{223}Ra$_{(286keV)}$ 3/2 + $\xrightarrow[236 \text{ keV}]{\gamma}$

^{223}Ra$_{(50keV)}$ 3/2 — $\xrightarrow[50 \text{ keV}]{\gamma}$ ^{223}Ra$_{(fond)}$ 1/2 +

La désintégration α du ^{227} Th est très complexe et conduit à une quinzaine de niveaux excités,

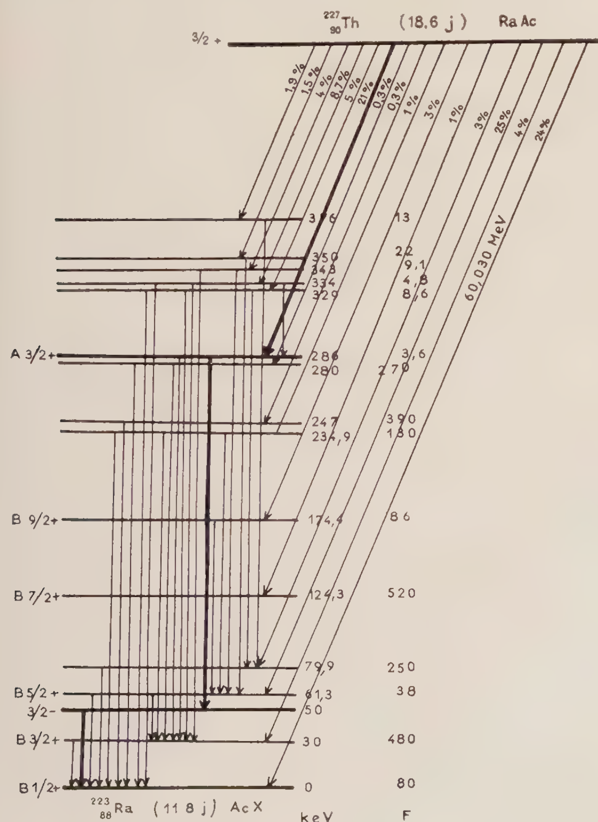


Fig. 1. — Sous le schéma lire : 11,8 j.

mis en évidence, d'une part par MM. Frilley, Rosenblum, Valadares et Bouissières [1] et d'autre part par Pilger [2]. La figure 1 représente ce schéma de désintégration.

Pour déterminer et confirmer les moments angulaires totaux (spins) du noyau dans un certain nombre d'états, nous avons fait deux séries d'expériences de corrélations angulaires, la première entre les particules α et un rayonnement γ de 236 keV, et la deuxième entre ce rayonnement γ de 236 keV et un rayonnement γ de 50 keV.

Les expériences de corrélations angulaires α — γ ont été réalisées au moyen d'une chambre d'ionisation à électrodes planes et parallèles, détectant la direction d'émission des particules α, et d'un compteur à scintillations comprenant un cristal d'INa (Tl) et un photomultiplicateur (E. M. I. 9 514). Ce dernier compteur enregistre l'énergie des rayonnements γ émis dans une direction perpendiculaire aux électrodes de la chambre d'ionisation, direction définie par un canalisateur de plomb. Cette direction est un axe de symétrie de révolution du système.

La corrélation angulaire obtenue est isotrope et la précision de cette détermination est de 2 % compte tenu du nombre d'impulsions enregistrées (de l'ordre de 10^5) et des corrections systématiques qu'il est nécessaire d'introduire (corrections dues aux coïncidences fortuites, corrections dues aux dimensions finies du détecteur et de la source).

Les expériences de corrélations angulaires γ — γ ont été réalisées au moyen de deux compteurs à scintillations. Leurs axes sont horizontaux, les faces d'entrées des cristaux se trouvent à égale distance de la source liquide placée dans un petit tube cylindrique vertical et l'un des deux compteurs peut tourner autour d'un axe vertical passant par la source. La figure 2 montre les résultats expérimentaux que nous avons obtenus, l'un des détec-

teurs enregistrant le rayonnement γ de 236 keV et l'autre celui de 50 keV. La fonction W (cos θ) qui coïncide le mieux avec les points expérimentaux est alors : $W(\cos\theta) = 1 - 0{,}19\, P_2(\cos\theta)$ et la

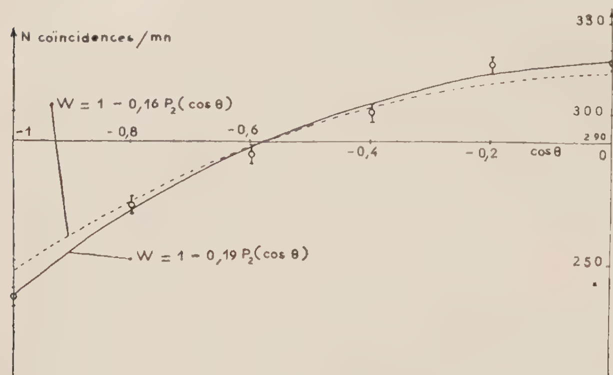


FIG. 2. — Comptage sur 10 000 impulsions.

disposition de ces points nous permet de dire que le coefficient de P_2 (cos θ) est supérieur à 0,16 en valeur absolue. Si nous comparons ces résultats aux prévisions théoriques que l'on obtient en combinant 3 à 3 les spins possibles du noyau dans ces trois états de la cascade de désintégration γ, nous réduisons les possibilités à 2, compte tenu d'une atténuation possible de la corrélation angulaire et en admettant une nature dipolaire électrique (E_1) pour les rayonnements γ [2], [3].

$$W(\cos\theta) = 1 - 0{,}20\, P_2(\cos\theta) \begin{cases} 3/2 \pm \dfrac{E1}{\gamma}\, 3/2 \pm \dfrac{E1}{\gamma}\, 1/2 \pm & 1^o \\ 1/2 \pm \dfrac{E1}{\gamma}\, 3/2 \mp \dfrac{E1}{\gamma}\, 3/2 \pm & 2^o \end{cases}$$

Nous pouvons essayer de lever cette indétermination en comparant les niveaux excités, aux niveaux collectifs prévus par Nilsson et Mottelson [4] et en étudiant les probabilités de désintégrations α. Dans la première hypothèse le ^{223}Ra a dans son état fondamental un spin $I_0 = 1/2$. Nous pouvons appliquer la formule générale donnant les niveaux de rotation lorsque $K = 1/2$:

$$E_I - E_{1/2} = \hbar^2/2\mathfrak{J} \Big[I(I+1) - \frac{3}{4} + (-1)^{I+1/2}\, a(I+1/2) + a \Big].$$

Toutefois nous sommes dans une région où tout au moins pour les noyaux pairs-pairs, il est nécessaire d'introduire un terme correctif en $I^2(I+1)^2$. Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous :

	$\hbar^2/2\mathfrak{J}$	a	$B1/2$	$B3/2$	$B5/2$	$B7/2$	$B9(2$
$I(I+1)$	8,12	0,29	0	(29,8)	(61,3)	131,2	187,3
$\alpha I(I+1) - \beta I^2(I+1)^2$.....	0,44	8,19	0	(29,8)	(61,3)	(124,3)	174,1
Expérimental			0	29,8	61,3	124,3	174,4

Les valeurs de $\hbar^2/2\mathfrak{J}$ et de a sont tout à fait valables dans cette région. D'autre part les moments angulaires totaux du noyau dans ces différents niveaux permettent une bonne explication des raies de conversion correspondant aux divers rayonnements γ entre ces niveaux. Il n'y a plus accord avec $I_0 = 3/2$.

Le résultat des expériences de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ nous limite à une seule valeur 3/2 pour le spin du ^{227}Th dans son état fondamental et un moment angulaire I des particules α égal à 0 ou 2. La transition α entre les états fondamentaux des deux noyaux ou entre l'état fondamental du ^{227}Th et un état excité du ^{223}Ra appartenant à la bande rotation de l'état fondamental est telle que $l = K_i + K_f$. Cette dernière condition permet d'écrire alors la probabilité de transition sous la forme :

$$P = P_0(Z,E) \textstyle\sum_l C_l \left[< I_i, l, K_i, K_f - K_i \mid I_i, l, I_f, K_f > + (-1)^{I_f + K_f}\, b_l < I_i, l, K_i, - K_f - K_i \mid I_i, l, I_f, - K_f > \right]^2$$

ce qui donne une alternance en intensité pour les raies α d'une même bande de rotation et ce qui correspond bien à ce que nous observons ici.

Les diagrammes de Mottelson et Nilsson [4] nous montrent que dans la région autour de 145 neutrons le plus proche niveau de particule indépendante qui puisse convenir est 1/2 + (6,4,0). Ce niveau pour une déformation $\delta = 0{,}25$ comprend 131 neutrons, mais les niveaux voisins sont très proches en énergie et on ne connaît pas la déformation exacte de ce noyau.

Nous pouvons donc admettre ainsi que l'a proposé Pilger [2] que la transition α entre le niveau fondamental du ^{227}Th et le niveau excité de 286 keV du ^{223}Ra est la transition α favorisée ($F = 3{,}6$) et que le spin et la parité du niveau fondamental du premier noyau est 1/2 +.

BIBLIOGRAPHIE

[1] FRILLEY, ROSENBLUM (S.), VALADARES (M.), BOUISSIÈRES (G.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 45.
[2] PILGER (R. C.), *Thèse*, 1957.
[3] VARTAPETIAN, *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 1958, **246**, 1109.
[4] MOTTELSON (B. R.) et NILSSON (S. G.), *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk*, 1959, **1**, 8.

CORRÉLATION ANGULAIRE BÉTA-GAMMA A LA RÉSONANCE : ^{85}Kr ET ^{76}As

Par Maurice SPIGHEL,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les méthodes de gamma diffusé par résonance et de coïncidences retardées permettent de fixer la période du niveau de 150 keV du ^{85}Rb à $T_{1/2} = (5.5 \pm 2.5)\ 10^{-10}$ s. Nous montrons l'existence de gamma de 560 keV de ^{76}Se diffusés à la résonance en coïncidence avec les bêta de ^{76}As. La corrélation angulaire observée ne permet de faire le choix du type d'interaction que suivant certaines hypothèses. Nous examinons les possibilités de cette méthode à la lumière des expériences récentes.

Abstract. — The 150 keV level of ^{85}Rb has been measured using the method of scattered γ resonance and delayed coincidences. The half-live is $T_{1/2} = (5.5 \pm 2.5)\ 10^{-10}$ s. The 560 keV resonance scattered γ from ^{76}Se has been found, with the β of ^{76}As. It is possible, to choose between some hypotheses the type of interaction with the observed angular correlation. The different possibilities are examined in the light of recent experimental results.

Nous avons examiné dans un article précédent [1] les conditions requises pour une expérience de corrélation angulaire β-γ à la résonance. Cette nouvelle méthode a l'intérêt de pouvoir montrer le type d'interaction responsable de la radioactivité β.

I. **Krypton 85.** — Le krypton 85 de période 4,4 heures présente une transition β permise de type Gamow-Teller pur de 0,83 MeV suivi d'un γ de 0,150 MeV. Le coefficient de conversion étant de 4.10^{-2}, ce γ est un M_1 pur dont la période pourrait être de quelques 10^{-11} sec. Cet émetteur était donc *a priori* favorable pour une telle expérience.

Par différence de diffusion à 110° sur du Cl Rb (1) et sur du Cl²Sr, nous avons observé la diffusion par résonance du γ de 0,150 MeV sur le Rubidium. La largeur de raie d'origine thermique à la température ambiante est du même ordre de grandeur que le déplacement d'énergie nécessaire pour porter ce γ à l'énergie de résonance. En utilisant la formule (4′) de la publication [1], intégrée sous tous les angles et pour tout le spectre β, en faisant arbitrairement $\alpha = 0$ comme première approximation, nous en déduisons la valeur

$$T_{1/2}\ (150\ \text{keV}) \approx 3.10^{-10}\ \text{s}\left({}^{+0,3}_{-0,2}\right).$$

Nous n'avons pu observer, ensuite, la coïncidence β-γ diffusée par résonance, car dans notre dispositif expérimental le taux de coïncidence escompté était de l'ordre de 10^{-7} ; la queue du pic compton diffusé à 110° était encore assez importante en coïncidence pour masquer la raie de 0,150 MeV du γ diffusé par résonance.

Pour préciser la vie du niveau de 0,150 MeV du ^{85}Kr, nous avons fait des coïncidences différées β-γ. La pente de la courbe de coïncidence donne une vie $T_{1/2} \leqslant 8.10^{-10}$ s. Le déplacement du centre de gravité de cette courbe donne $T_{1/2} = (7 \pm 3)\ 10^{-10}$ s. De l'ensemble de ces mesures la période peut être fixée à

$$T_{1/2} = (5,5 \pm 2,5)\ 10^{-10}\ \text{s}.$$

Pour un M_1 pur d'après le modèle de la particule indépendante [2], $T_{1/2}$ théorique $= 3,7.10^{-12}$ s. La valeur expérimentale indique que l'interdiction du M_1 est de l'ordre de 150. Si $|\mu|$ est le moment magnétique dipolaire de la transition, $|\mu|^2$ expérimental est égal à 0,052. D'après les valeurs habituelles de M_1 interdits dans les noyaux de Z impair [3], cette valeur de $|\mu|^2$ semble forte.

II. **Arsenic 76.** — La source est mise sous forme gazeuse en fabriquant la molécule As H³ utilisée sous moins de 8 cm Hg de pression. Une molécule telle que As H³ est encore utilisable pour des expériences de recul car la masse H³ perturbatrice est faible devant la masse du noyau de recul As. La vie du niveau de 0,560 MeV de 10^{-11} s est assez faible ; l'énergie du γ est suffisante pour ne pas être gêné par le pic compton à 110° comme dans le cas précédent.

Sur le cristal d'anthracène de 2 mm d'épaisseur il n'y a que les β de 2,40 MeV à 1,70 MeV qui soient comptés en coïncidence, un écran d'aluminium de 0,72 g/cm² arrêtant les β d'énergie inférieure à 1,70 MeV. Dans la géométrie employée, 2.10^5 coups sont comptés par seconde sur le cristal β, mesurés après décroissance. Dans ces conditions il y a une coïncidence vraie toutes les 20 minutes avec les γ diffusés par le sélénium dans la bande d'énergie des γ correspondant au pic photo-électrique de 560 keV. Les coïncidences fortuites observées avec un diffuseur d'arsenic ont à peu près la même valeur. Pour observer 200 coïncidences, dont 100 vraies, avec le diffuseur de sélénium et 100 coïncidences avec le diffuseur d'arsenic, il

(1) Nous remercions la maison Prolabo de bien avoir voulu nous prêter 100 grammes de ClRb.

faut donc 70 heures de travail. La précision obtenue est de 25 %. Le taux de coïncidences vraies est de $0{,}5 . 10^{-8}$ dans notre géométrie correspondant à une vie du niveau excité de 560 keV de 0,5 à $2 . 10^{-11}$ s.

Dans ces conditions pour s'assurer de la réalité du phénomène de coïncidences β-γ diffusé par résonance, d'une part nous avons observé la répartition sur un multicanaux de la différence des

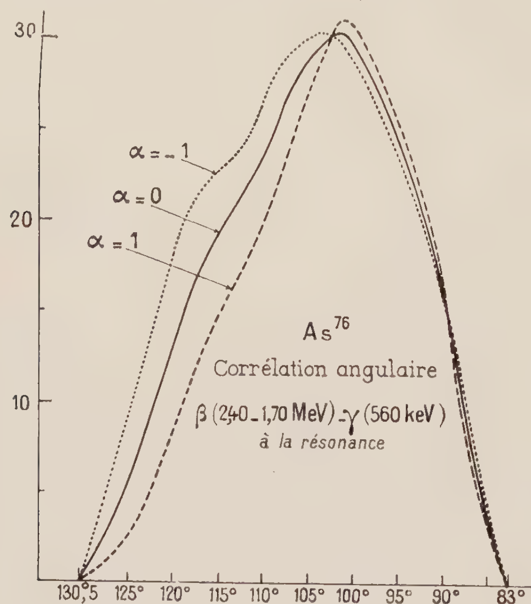


Fig. 1.

spectres γ diffusés par le sélénium et l'arsenic, d'autre part nous nous sommes assuré de la disparition du phénomène lorsque la source radioactive n'était plus sous forme gazeuse.

En supposant une corrélation angulaire bêta-neutrino de la forme $1 + \lambda . v/c . \cos \theta$, la corrélation à observer dans le cas de ^{76}As avec les limites étroites d'énergies prises près de l'énergie maximum des β, est influencée plus par les conditions aux limites $q \geqslant |E + \cos \theta \sqrt{W^2 - 1}|$ liées aux lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement que par le paramètre nucléaire α. C'est ce que montre la figure 1, où les variations de la corrélation avec α [1] sont faibles devant l'imprécision que l'on peut obtenir avec de tels taux de coïncidences. En tenant compte de la valeur finie des angles solides, la corrélation angulaire réelle donne $t_c(117°)/t_c(102°) = 0{,}45 \pm 0{,}20$. La valeur de α correspondante est $\alpha = 0{,}9$; d'où $-0{,}2 < \alpha < 1$.

Bien que le γ de 560 keV soit un E_2 pur, l'interprétation du résultat nécessite des hypothèses simplificatrices car la transition β, $2^- 2^+$, est interdite du 1er ordre. Le nombre d'éléments de matrice pouvant entrer en jeu est grand. Le log (ft) de la transition est de 8 ; la corrélation angulaire β-γ est faible, de l'ordre de 7 à 9 % ; le spectre a une forme voisine de la forme permise : on peut supposer qu'une grande part de la transition est due à des éléments de matrice correspondant à $\Delta J = 0$. Les éléments de matrice responsables de la transition $\Delta J = 0$ se divisent en deux groupes, l'un dit des transitions relativistes, l'autre dit des effets retardés. Si le second groupe intervient, le problème devient inextricable, car les fonctions de corrélation bêta-neutrino deviennent d'une forme toute autre que celle supposée dans les calculs de l'expérience.

Dans le cas des transitions relativistes $\Delta J = 0$ avec changement de parité, la valeur de λ correspondant à l'interaction « vecteur axial » est + 1. Notre résultat est alors compatible avec la présence prédominante de l'interaction A, bien que la série d'hypothèses qu'il faille employer pour arriver à ce résultat soit bien grand.

L'expérience sur le ^{23}Ne [4] conduit aussi à des résultats n'apportant pas une preuve certaine de l'interaction A, car ceux-ci dépendent trop dans ce cas du mélange E_2, M_1 mal connu de la transition de 436 keV. La précision obtenue n'est pas suffisante.

Ce type d'expérience n'a donc pas apporté jusqu'ici de résultats sûrs pour le type d'interaction responsable de la radioactivité β. Le cas favorable à étudier reste le ^{20}F ; la transition est G. T pure, le γ est un E_2 pur et la vie du niveau de 1,632 MeV est suffisamment courte, $5 . 10^{-13}$ sec. Mais, outre la difficulté de la période courte de 11 sec du ^{20}F, le diffuseur doit être du néon liquide.

Ce travail a été réalisé au laboratoire de Synthèse Atomique d'Ivry.

Notes ajoutées à la correction des épreuves. — 1° Nous avons depuis étendu la théorie des corrélations angulaires β — γ à la résonance, aux cas de transitions β interdites du 1er ordre à forme de spectre presque permis ; à partir de la détermination par Pipkin et Culvahouse (*Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1423) du rapport $(\Delta L = 0/\Delta L = 1) = 2{,}5$ dans la transition β, l'interprétation de notre résultat sur ^{76}As n'est plus ambiguë ; on déduit $\alpha_{S,T} \leqslant -0{,}3$ et $\alpha_{V,A} \geqslant +0{,}3$: *notre résultat exclut donc l'interaction* S, T et est compatible avec V, A.

2° Notre mesure de période du niveau de 150 keV du ^{85}Rb est en accord aux erreurs indiquées près, avec le résultat de Burgov, Davidoff et Kotashov, *J. Exptl. Theor. Phys.* (USSR), 1959, **36**, 1946.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Spighel (M.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 488.
[2] Moszkowski (S. A.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 474.
[3] Vartapetian, Thèse *Annales de Physique*, 1958.
[4] Booth (N. E.), Hutchinson (G. W.), Segar (A. M.), Shute (G. G.) et White (D. H.), *Nuclear Physics*, 1959, **11**, 341.

ÉVALUATION DU DÉPLACEMENT ISOMÉRIQUE

Par J. LARDINOIS,

Université Libre de Bruxelles, Belgique.

Résumé. — Le déplacement isomérique nucléaire a été calculé pour les atomes ^{115}In III et ^{197}Hg en tenant compte d'une déformation collective du cœur. L'évaluation est en accord avec les données expérimentales relatives à ^{197}Hg.

Abstract. — The nuclear isomeric shift for ^{115}In III and ^{197}Hg has been calculated, taking account of a collective deformation of the core. These theoretical results agree with experimental data for ^{197}Hg.

(A paraître dans *Nuclear Physics.*)

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 451.

POLARISATION NUCLÉAIRE DANS L'ATOME MÉSIQUE DE DEUTÉRIUM

Par M. DEMEUR et Ch. JOACHAIN,

Stagiaire de Recherches du Fonds National de la Recherche Scientifique.
Université Libre de Bruxelles, Belgique.

Résumé. — Le déplacement d'énergie dû à la polarisation du deuton par un méson μ lié est évalué. Cet effet compense à peu près le déplacement causé par l'extension finie du deuton. L'extension finie des nucléons et la composante D du deuton ont été négligés.

Abstract. — The energy-shift due to polarisation of the deuteron by a bound μ-meson has been evaluated. This effect nearly compensates the energy-shift caused by the finite exte´sion of the nucleus. Finite extension of the nucleons and the D-state of the deuteron have been neglected.

(A paraître dans *Nuclear Physics.*)

CALCULS SUR LA CAPTURE DES MUONS PAR LES NOYAUX

Par G. GOULARD et B. GOULARD,
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble et Université de Grenoble,
Laboratoire de Physique Nucléaire.

Résumé. — Nous avons établi une formule générale de probabilité de capture du muon négatif par un noyau en utilisant les tenseurs sphériques. L'approximation non relativiste a été utilisée et les éléments de matrices nucléaires ont été explicitées en prenant un modèle en couche à une particule. Nous avons appliqué les résultats ainsi trouvés à la probabilité de capture du muon par des noyaux voisins du calcium en vue d'évaluer l'importance relative du couplage de Gamow-Teller.

Abstract. — We obtain a general formula for the capture probability of a negative muon by a nucleus, using spherical tensors. The non-relativistic approximation has been used and the nuclear matrix elements were calculated by the choice of an independant particle shell model. We have applied these results to the capture probability by some nuclei near calcium in order to evaluate the ratio of Gamow-Teller to Fermi coupling.

1. **Comparaison capture μ^-. Capture électronique.** — Un muon négatif suffisamment ralenti dans la matière peut former un atome mésique avec un noyau et ensuite être absorbé par le noyau. La réaction de capture du muon



$$\mu^- + (p^+) \rightarrow n + \nu$$

présente de grandes analogies avec la réaction de capture électronique.

Les différences proviennent du temps de vie très court de l'atome mésique (seule, la capture K intervient pour le muon) et de la plus grande masse du muon ($m_\mu \simeq 207\ m_e$).

Les orbites mésiques sont plus resserrées autour du noyau et le muon sur la couche K' peut passer une partie appréciable de son temps de vie à l'intérieur du noyau. L'absorption nucléaire du muon mettant en jeu une énergie plus grande qu'en capture électronique, le noyau final peut atteindre de nombreux niveaux excités, aussi le type d'interaction sera plus difficile à mettre en évidence qu'en capture électronique.

Le neutrino émis après réaction aura une énergie d'environ 90 MeV, aussi les différents éléments de matrice « interdits » décroissent beaucoup moins vite qu'en capture électronique.

C'est pourquoi une formule générale de probabilité de transition semble utile à calculer dans le cas de la capture μ^-. Dans des calculs préliminaires nous avons établi une formule avec l'approximation non relativiste tenant compte des termes de Fermi et Gamow-Teller.

2. **Formule de probabilité de capture.** — La probabilité P de transition par capture entre un état initial $|i>$ et un état final $|f>$ est donnée par

$$P = 2\pi |< f|H|i >|^2 \rho_F$$

ρ_F densité des états finaux

$$< f|H|i > = \sum_{\lambda=1,2} g_\lambda \iint (\psi_f^+ (\boldsymbol{r}_N)\, O_\lambda\, \psi_i (\boldsymbol{r}_N))$$
$$(\psi_\nu^+ (\boldsymbol{r}_L)\, O_\lambda\, \psi_\mu (\boldsymbol{r}_L))\, d\tau_N\, d\tau_L\, \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_L)$$

g_1 = constante de Fermi, g_2 = constante de Gamow-Teller

$$O_1 = 1, \qquad O_2 = \boldsymbol{\sigma}$$

$\mathbf{r}_N$ position des nucléons, $\mathbf{r}_L$ position des leptons.

ψ_i, ψ_f fonctions d'onde initiale et finale du noyau.

ψ_ν, ψ_μ fonctions d'onde du neutrino et du muon.

$$\delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_L) = \frac{\delta(r_N - r_L)}{r^2} \sum_{l,m} (-1)^m\, Y_l^m (\Omega_L)\, Y_l^{-m} (\Omega_N).$$

Utilisant les tenseurs sphériques et le théorème de Wigner-Eckhardt (Edmonds, 1955 ; Rose, 1957), on arrive à la formule

$$P = 2\pi \sum_{\substack{j2 \\ n,\hat{n}}} \frac{(2I' + 1)\,(2j_2 + 1)}{(2I + 1)\,(2j_1 + 1)} \cdot g_n g_{\hat{n}} \cdot \sum_{\substack{l\,\hat{l} \\ K}} \frac{(-)^{\xi + \hat{\xi}\, l + \hat{l}}}{2k + 1} \cdot$$
$$\ldots < I'\|T_K (O_n\ Y_l)\|I > < I'\|T_K (O_{\hat{n}}\ Y_{\hat{l}})\|I >^*$$
$$< j_2\|T_K (O_n\ Y_l)\|j_1 > < j_2\|T_K (O_{\hat{n}}\ Y_{\hat{l}})\|j_1 >^*$$

$|j_1>$ et $|j_2>$ états leptoniques initial et final,
$|I>$ et $|I'>$ états nucléaires initial et final,
$\xi = 0$ pour un opérateur scalaire, $= 1$ pour un opérateur vecteur.
T_K défini par

$$O_n^\lambda\ Y_l^m = \sum_K < l\xi m\mu | Kq >\ T_K^q.$$

3. **Application à des noyaux particuliers.** — On utilise le modèle en couches sous sa forme la plus simple, les états du noyau sont considérés comme

TABLEAU I

$\frac{\Delta I}{\Delta \Pi}$	$I \to I'$	$\frac{4\Pi}{2I+1} . F^2$	$\frac{4\Pi}{2I+1} . G^2$
—	—	—	—
$\Delta I = 0$, $\Delta \Pi = +1$	$I = I' = l + \frac{1}{2}$	$< \mathcal{R}_0 >^2 + < \mathcal{R}_2 >^2 \frac{5l(l+2)}{(2l+1)(2l+3)}$	$< \mathcal{R}_0 >^2 \frac{2l+3}{2l+1} + \frac{< \mathcal{R}_2 >^2 5l(2l^2+6l+5)}{(2l-1)(2l+1)(2l+3)}$
	$I = I' = l - \frac{1}{2}$	$< \mathcal{R}_0 >^2 + < \mathcal{R}_2 >^2 \frac{5(l-1)(l+1)}{(2l+1)(2l-1)}$	$< \mathcal{R}_0 >^2 \frac{2l-1}{2l+1} + \frac{< \mathcal{R}_2 >^2 5(l+1)(2l^2-l+3)}{(2l-1)((2l+1)(2l+3)}$
$\Delta I = 0$, $\Delta \Pi = -1$	$I = l - \frac{1}{2} \longrightarrow I' = (l-1) + \frac{1}{2}$	$\frac{< \mathcal{R}_1 >^2 3}{(2l-1)(2l+1)}$	$3 < \mathcal{R}_1 >^2$
	$I = l + \frac{1}{2} \longrightarrow I' = (l+1) - \frac{1}{2}$	$\frac{< \mathcal{R}_1 >^2 3}{(2l+1)(2l+3)}$	$3 < \mathcal{R}_1 >^2$
$\Delta I = 1$, $\Delta \Pi = +1$	$I = l + \frac{1}{2} \longrightarrow I' = l - \frac{1}{2}$	$0 . < \mathcal{R}_0 >^2 + \frac{< \mathcal{R}_2 >^2 3 . 5l}{(2l-1)(2l+1)(2l+3)}$	$< \mathcal{R}_0 >^2 \frac{4l}{2l+1} + \frac{< \mathcal{R}_2 >^2 5l}{2l+1}$
	$I = l - \frac{1}{2} \longrightarrow I' = l + \frac{1}{2}$	$0 . < \mathcal{R}_0 >^2 + \frac{< \mathcal{R}_2 >^2 3 . 5(l+1)}{(2l-1)(2l+1)(2l+3)}$	$< \mathcal{R}_0 >^2 \frac{4(l+1)}{2l+1} + < \mathcal{R}_2 >^2 \frac{5(l+1)}{2l+1}$
$\Delta I = 1$, $\Delta \Pi = -1$	$I = l + \frac{1}{2} \longrightarrow I' = (l+1) + \frac{1}{2}$	$< \mathcal{R}_1 >^2 \frac{3(l+2)}{2l+3}$	$< \mathcal{R}_1 >^2 \frac{3(l+2)}{2l+1}$
	$I = l - \frac{1}{2} \longrightarrow I' = (l+1) - \frac{1}{2}$	$< \mathcal{R}_1 >^2 \frac{3(l+1)}{2l+1}$	$< \mathcal{R}_1 >^2 \frac{3(l+1)}{2l+3}$
$\Delta I = 2$, $\Delta \Pi = -1$	$I = l - \frac{1}{2} \longrightarrow I' = (l+1) + \frac{1}{2}$	$0 . < \mathcal{R}_1 >$	$\frac{< \mathcal{R}_1 >^2 3 . 4(l+1)(l+2)}{(2l+1)(2l+3)}$
	$I = l + \frac{1}{2} \longrightarrow I' = (l-1) - \frac{1}{2}$	$0 . < \mathcal{R}_1 >^2$	$\frac{< \mathcal{R}_1 >^2 3 . 4l(l-1)}{(2l-1)(2l+1)}$

les états d'une seule particule dans un puits de potentiel rectangulaire infiniment profond.

La probabilité de transition partielle s'écrit

$$P = \frac{2C^2}{2I+1}[g_1^2 F^2 + g_2^2 G^2]$$

avec C moyenne de la fonction d'onde du muon sur le volume nucléaire

$$F^2 = \sum_{kj_2} \frac{<\mathcal{R}>^2}{2K+1} \frac{2j_2+1}{2j_1+1} (2I'+1)$$
$$<I'||T_K(Y_K)||I>^2 < j_2||T_K(Y_K)||j_1>^2$$

$$G^2 = \sum_{klj_2} \frac{<\mathcal{R}>^2}{2K+1} \frac{2j_2+1}{2j_1+1} (2I'+1)$$
$$<I'||T_K(\boldsymbol{\sigma} Y_l)||I>^2 < j_2||T_K(\boldsymbol{\sigma} Y_l)||j_1>^2$$

$<\mathcal{R}>^2_l$ = partie radiale.

Les valeurs de F^2 et G^2 sont données dans le tableau I (p. 453).

Nous avons étudié les noyaux de Ca, V, Mn, Cr, Ni déjà considérés par Tolhoek et Luyten (1957). La probabilité de capture par $^{40}_{20}$Ca n'est pas sensible au type d'interaction, la probabilité de capture par les corps suivants : $^{51}_{53}$V, $^{55}_{25}$Mn, $^{54}_{27}$Cr, $^{58}_{28}$Ni et $^{60}_{28}$Ni y est plus sensible. Prenons l'exemple du Vanadium.

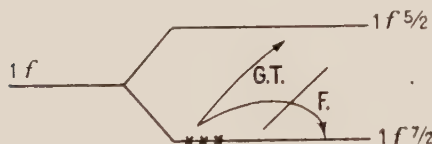
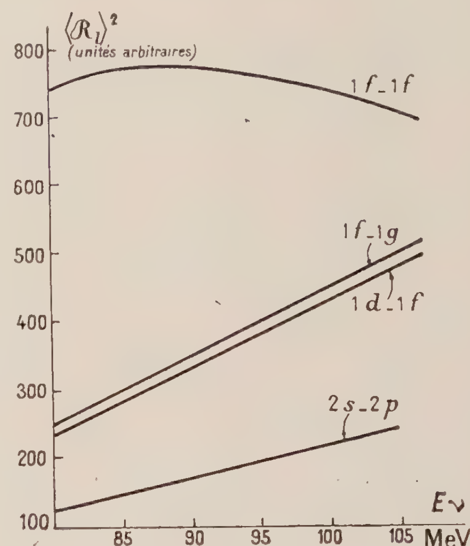


Fig. 1.

Étant donnée la configuration du $^{51}_{23}$V, les 3 protons de la couche $1f\frac{7}{2}$ pourront effectuer une transition de Gamow-Teller permise à la couche $1f\frac{5}{2}$. Ils ne peuvent effectuer la transition de Fermi $1f\frac{7}{2} - 1f\frac{7}{2}$ par suite du principe de Pauli.

Nous effectuons la comparaison des rapports

TABLEAU II



Parties radiales

$$<\mathcal{R}_l>^2 = \frac{4q^2}{\xi_{n'l'}^6} \cdot \frac{\left[\int_0^{\xi_{n'l'}} j_l\left(\frac{qR}{\xi_{n'l'}}y\right) \cdot j_{l'}(y) \cdot j_{l''}\left(\frac{\xi_{n''l''}}{\xi_{n'l'}}y\right) y^2\, dy\right]^2}{j_{l'-1}(\xi_{n'l'}) \cdot j_{l'+1}(\xi_{n'l'}) \cdot j_{l''-1}(\xi_{n''l''}) \cdot j_{l''+1}(\xi_{n''l''})}$$

$q = \frac{E_\nu}{\hbar c}$, E_ν énergie du neutrino

ξ_{nl} n^{me} zéro de la fonction de Bessel $J_{l+1/2}$

$$j_l(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{l+1/2}(x)$$

TABLEAU III

	Expérience Liverpool	Expérience Chicago	Calculs Tolhoek-Luyten V	Calculs Tolhoek-Luyten A	Calculs Tolhoek-Luyten V-A*	Calculs Goulard *** V	Calculs Goulard *** A	Calculs Goulard *** V-A	Calculs Primakoff **
V/Ca	1,17 ± 0,03	1,33 ± 0,10	0,77	1,04	0,97	0,94 1,09	1,15 1,35	1,1 1,28	1,18
Mn/Ca	1,51 ± 0,04	1,48 ± 0,08	0,95	1,43	1,31	1,22 1,46	1,6 1,92	1,51 1,8	1,42
Co/Ca	1,89 ± 0,05		1,14	1,85	1,67	1,52 1,87	2,12 2,53	1,97 2,36	1,78
Ni/Ca	2,29 ± 0,06	2,34 ± 0,12	1,34	2,21	1,99	1,82 2,24	2,56 3,04	2,36 2,8	2,18

* V-A : Avec constantes de Fermi et Gamow-Feller égales.

** Formule de Primakoff $P_c = P(1,1)\,\gamma Z_4^{\text{eff}}\left(1 - \delta\frac{A-Z}{2A}\right)$. ($\gamma = 0,64$; $\delta = 2,85$. Lipman).

*** Les chiffres du haut correspondent à un rayon moyen (1re hypothèse). Les chiffres du bas correspondent à des rayons individuels (2e hypothèse).

de probabilité de capture $\frac{V}{Ca}$ etc..., donnés par l'expérience (Sens, 1957, 1959 ; Astbury, 1958) avec ceux prévus par le calcul en supposant successivement une interaction de Fermi pure, une interaction de Gamow-Teller pure et un mélange équivalent des deux interactions.

En prenant un rayon moyen $R = r_0 . A^{1/3}$ fermis ($r_0 = 1{,}4$ fermis, $A = 54$) nous avons calculé à l'aide de la machine à calculer de l'université de Grenoble, les parties radiales correspondant aux transitions principales $2s - 2p$, $1d - 1f$, $1f - 1g$, $1f - 1f$ pour différentes valeurs de l'énergie du neutrino prises entre 80 et 105 MeV. Les courbes trouvées sont données dans le tableau II.

Nous présentons dans le tableau III les résultats trouvés par le calcul en partant des deux hypothèses suivantes :

— rayon moyen pour les différents noyaux dans l'intégrale radiale (approximation utilisée par Tolhoek et Luyten) et énergie du neutrino différente pour chaque transition nucléaire (sans tenir compte de l'effet de structure fine).

— rayon pour chaque noyau, énergie du neutrino différente pour chaque transition (toujours sans tenir compte de l'effet de structure fine).

Tolhoek et Luyten prenant le même modèle nucléaire, un rayon moyen pour les intégrales radiales aboutissent à une interaction de Gamow-Teller pure (avec $r_0 = 1{,}4$ fermis).

Nous trouvons des pourcentages d'interaction variables avec le rayon nucléaire choisi et l'énergie du neutrino émis. L'hypothèse d'un rayon moyen nous conduit à des constantes de Fermi et Gamow-Teller à peu près égales. L'hypothèse d'un rayon pour chaque noyau conduit à une interaction de Fermi prédominante, résultat douteux.

4. **Conclusion.** — Nos résultats ne sont encore que préliminaires car :

— la fonction d'onde du muon lié utilisée est encore imparfaite, l'effet de taille du noyau compliquant les calculs.

— La théorie prévoit la présence de termes pseudo scalaires induits (Wolfenstein, 1958 ; Primakoff 1959) et de magnétisme faible (Gell Mann, 1958). Des calculs plus poussés doivent en tenir compte (Fujii, 1959).

— Le modèle nucléaire à une particule dans un puits rectangulaire infiniment profond est manifestement trop grossier. En particulier il est incompatible avec l'émission de neutrons détectés et étudiés depuis une dizaine d'années.

— L'énergie disponible étant élevée, le noyau peut atteindre de nombreux états excités, aussi, le nombre important de transitions nucléaires a tendance à masquer le type d'interaction. C'est ainsi que la formule globale donnée par Primakoff dès 1955 donne pour l'instant des résultats aussi corrects que nos calculs plus compliqués.

Les résultats de nos calculs ainsi que ceux de Tolhoek et Luyten ne permettent pas de préciser pour l'instant l'interaction muon-nucléon. Pour savoir de manière plus définitive si l'on peut obtenir des renseignements sur l'interaction muon-nucléon à partir de probabilité de capture globale des muons par les noyaux, il sera nécessaire de refaire des calculs en tenant compte de tous les termes de l'interaction, en prenant une fonction d'onde du muon exacte et un modèle nucléaire plus élaboré.

Il sera de toute manière intéressant de pouvoir isoler des transitions nucléaires particulières, de manière à pouvoir mettre en évidence un terme de l'interaction. Dans ces conditions, des formules détaillées sur les probabilités de transitions partielles sont nécessaires.

RÉFÉRENCES

[1] ASTBURY (A.) et coll., *Proc. Phys. Soc.*, 1958, **72**, 494.
[2] EDMONDS (A. R.), Rapport C. E. R. N., 1955, 55-26.
[3] FUJII (A.), MORITA (M.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1959, II, **4**, 407.
[4] GELL-MANN (M.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 362.
[5] PRIMAKOFF (H.), *Proc. 5th Rochester Conf.*, 1955, 174. PRIMAKOFF (H.), *Rev. Mod. Phys.* 1959, **31**, 802.
[6] ROSE (M. E.), Elementary theory of angular momentum, 1957.
[7] SENS (J. S.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1465 ; *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 679.
[8] TOLHOEK (H. A.), LUYTEN (J. R.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 679.
[9] WOLFENSTEIN (L.), *Nuovo Cimento*, 1958, **8**, 882.

PROBABILITÉS DE TRANSITION POUR LA CAPTURE D'ÉLECTRON ORBITAL ET RAPPORTS K/β⁺

Par P. DEPOMMIER, U. NGUYEN-KHAC et R. BOUCHEZ,

Centre d'Études nucléaires de Grenoble et Université de Grenoble,
Laboratoire de Physique Nucléaire.

Résumé. — Nous avons calculé des formules donnant les probabilités de transition pour la capture K et l'émission β^+, dans le cas de l'interaction VA.

Nous avons calculé les rapports K/β^+ pour des transitions permises et à élément de matrice unique en tenant compte de la correction d'écran et des corrections dues à l'extension finie du noyau. Les valeurs trouvées sont en accord avec les valeurs expérimentales.

Abstract. — We give formulae for the transition probabilities of orbital capture and β^+ emission, in the case of VA interaction.

We have calculated some K/β^+ ratios for allowed and " unique " transitions, taking into account screening and corrections due to the finite size of the nucleus. The values so obtained agree with the experimental values.

Introduction. — Les formules donnant les probabilités de transition par émission β^+ sont bien connues. Elles ont été établies par de nombreux auteurs : Konopinski et Uhlenbeck (1941), Greuling (1942), Smith (1951), Pursey (1951) et encore récemment par Lee-Whiting (1958).

Pour l'étude de la capture d'électron orbital, on dispose des travaux de Møller (1937), Marshak (1942), Bouchez et Nataf (1952).

Récemment Brysk et Rose (1958) ont publié des formules assez générales, valables pour les combinaisons ST et AV. Perlman (1958) a également donné des formules ST et AV valables pour la capture K. On note quelques désaccords entre les formules de Brysk et Rose et celles de Perlman.

Brysk et Rose ont obtenu leurs formules en utilisant le procédé proposé par Zweifel (1954) : on prend les formules de l'émission β^+ et on fait les substitutions.

$$f_0 \to f_K \text{ (ou } f_{L_I}) \qquad g_0 \to g_K \text{ (ou } g_{L_I})$$
$$f_{-2} \to f_{L_{II}} \qquad g_{-2} \to g_{L_{II}}$$
$$f_1 \to f_{L_{III}} \qquad g_1 \to g_{L_{III}}$$

Perlman pense que cela n'est pas correct et pose

$$f_{-2} \to g_K \text{ (ou } g_{L_I}) \qquad g_{-2} \to f_K \text{ (ou } f_{L_I})$$
$$f_0 \to g_{L_{II}} \qquad g_0 \to f_{L_{II}}$$
$$f_{-3} \to g_{L_{III}} \qquad g_{-3} \to f_{L_{III}}$$

Cette correspondance est imposée par la présence de l'opérateur C (conjugaison de charge) dans l'hamiltonien de l'émission β^+, alors que cet opérateur ne figure pas dans l'hamiltonien de la capture orbitale.

Nous avons calculé (1958) les formules de probabilités de transition pour la capture d'électron en utilisant toutes les ressources de l'algèbre des moments angulaires. Nous avons introduit dans le calcul le formalisme à deux composantes qui apporte quelques simplifications.

Formules de probabilités de transition. — Nous avons établi des formules tout à fait générales, valables pour les cinq invariants S V T A P et comprenant tous les termes d'interférence. Nous donnerons seulement ici des formules valables pour la combinaison VA. Pour les captures K, L_I et L_{II}, la probabilité est donnée par

$$P_n = \frac{G^2}{4\pi} q^2 \frac{(qR)^{2n-2}}{[(2n-1)!!]^2} g^2 \mathcal{C}_n$$

q étant l'énergie du neutrino.

$$(2n-1)!! = 1.3.5. \ \ldots \ (2n-1)$$

$\mathcal{C}_n$ est donné dans le tableau I.

Pour la capture K on fait $f = f_K$ $\quad g = g_K$
Pour L_I $\quad f = f_{L_I}$ $\quad g = g_{L_I}$
Pour L_{II} $\quad f = - g_{L_{II}}$ $\quad g = f_{L_{II}}$

Pour la capture L_{III}, la probabilité est donnée par

$$P_n = \frac{G^2}{4\pi^2} q^2 \frac{(qR)^{2n-4}}{[(2n-3)!!]^2} \frac{3(n-1)}{2n-1} g^2 \mathcal{C}_n$$

$\mathcal{C}_n$ est donné dans le tableau 2

on doit faire $g = g_{L_{III}}$ $\quad f = f_{L_{III}}$.

Avec la convention de phase adoptée pour les Y_l^m, tous les produits d'éléments de matrices tels que $M_1 M_2^*$ sont réels (Longmire et Messiah, 1951), Les éléments de matrices qui inter-

viennent dans les formules sont donnés par les règles de sélection :

$\Delta I = 0$ $\Delta\pi = 1$ $T_0\,(1,\ Y_0)$

$T_1\,(\sigma,\ Y_0)$ (sauf $0 \to 0$)

$\Delta I = 0$ $\Delta\pi = -1$ $T_0\,(\sigma,\ Y_1)\ T_0\,(\gamma^5,\ Y_0)$

$T_1\,(1,\ Y_1)\ T_1\,(\sigma,\ Y_1)\ T_1\,(\alpha,\ Y_0)$ (sauf $0 \to 0$)

$T_2\,(\sigma,\ Y_1)$ (sauf $0 \to 0$ et $\frac{1}{2} \to \frac{1}{2}$)

$\Delta I = n$ $\Delta\pi = (-1)^n$ $T_n\,(1,\ Y_n)\ T_n\,(\sigma,\ Y_n)$ $T_n\,(\alpha,\ Y_{n-1})$

$T_{n+1}\,(\sigma,\ Y_n)$ (sauf $0 \to n$)

$\Delta I = n + 1$ $\Delta\pi = (-1)^n$ $T_{n+1}\,(\sigma,\ Y_n)$.

En ce qui concerne l'émission β^+, nous ne donnerons que les formules pour $n = 0$ et $n = 1$. La probabilité est donnée par la formule

$$P_n\,(p)\,dp = \frac{G^2}{2\pi^3}\,p^2\,q^2\,F_0\,\mathcal{C}_n\,dp$$

C_0 et C_1 sont donnés dans le tableau 3. Les notations utilisées sont celles de Konopinski et Uhlenbeck.

TABLEAU 1

Captures K, L_{I}, L_{II}. Interaction VA

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}_n = {} & C_V^2\,\frac{n}{2n+1}\,|M_n\,(1, Y_n)|^2 \left[\frac{f^2}{g^2} + \frac{2qR}{2n+1}\,\frac{f}{g} + \frac{q^2\,R^2}{n(2n+1)}\right] \\
& + C_A^2\,\frac{n+1}{2n+1}\,|M_n\,(\sigma,\ Y_n)|^2 \left[\frac{f^2}{g^2} - \frac{2qR}{2n+1}\,\frac{f}{g} + \frac{q^2\,R^2}{(n+1)\,(2n+1)}\right] \\
& + C_V^2\,|M_n\,(\alpha,\ Y_{n-1})|^2 \\
& - 2C_V^2\sqrt{\frac{n}{2n+1}}\,M_n\,(\alpha,\ Y_{n-1})^*\,M_n\,(1,\ Y_n)\left[\frac{f}{g} + \frac{qR}{2n+1}\right] \\
& + 2C_V\,C_A\sqrt{\frac{n+1}{2n+1}}\,M_n\,(\alpha,\ Y_{n-1})^*\,M_n\,(\sigma,\ Y_n)\left[\frac{f}{g} - \frac{qR}{2n+1}\right] \\
& - 2C_V\,C_A\,\frac{\sqrt{n(n+1)}}{2n+1}\,M_n(\sigma, Y_n)^*\,M_n\,(1, Y_n)\,\frac{f^2}{g^2} \\
& + C_A^2\,\frac{q^2\,R^2}{(2n+1)^2}\,|M_{n+1}\,(\sigma,\ Y_n)|^2.
\end{aligned}$$

Pour $n = 1$, il faut ajouter.

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}_1' = {} & C_A^2\,|M_0(\sigma,\ Y_1)|^2 \left[\frac{f^2}{g^2} + \frac{2qR}{3}\,\frac{f}{g} + \frac{q^2\,R^2}{9}\right] \\
& + C_A^2\,|M_0\,(\gamma^5,\ Y_0)|^2 \\
& + 2C_A^2\,M_0(\gamma^5, Y_0)^*\,M_0(\sigma, Y_1)\left[\frac{f}{g} + \frac{qR}{3}\right].
\end{aligned}$$

TABLEAU 2

Capture L_{III}. Interaction VA

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}_n = {} & C_V^2\,\frac{n}{2n+1}\,|M_n\,(1,\ Y_n)|^2 \left[\frac{f^2}{g^2} + \frac{2qR}{2n-1}\,\frac{f}{g} + \frac{2q^2\,R^2}{3(n-1)\,(2n-1)}\right] \\
& + C_A^2\,\frac{n+1}{2n+1}\,|M_n(\sigma,\ Y_n)|^2 \left[\frac{f^2}{g^2} - \frac{2qR}{2n-1}\,\frac{f}{g} + \frac{q^2\,R^2}{3(n^2-1)}\right] \\
& + C_V^2\,|M_n\,(\alpha,\ Y_{n-1})|^2 \\
& - 2C_V^2\sqrt{\frac{n}{2n+1}}\,M_n(\alpha,\ Y_{n-1})^*\,M_n\,(1,\ Y_n)\left[\frac{f}{g} + \frac{qR}{2n-1}\right] \\
& + 2C_V\,C_A\sqrt{\frac{n+1}{2n+1}}\,M_n\,(\alpha,\ Y_{n-1})^*\,M_n\,(\sigma,\ Y_n\left[\frac{f}{g} - \frac{qR}{2n-1}\right] \\
& - 2C_V\,C_A\,\frac{\sqrt{n(n+1)}}{2n+1}\,M_n\,(1,\ Y_n)^*\,M_n\,(\sigma,\ Y_n)\left[\frac{f^2}{g^2} - \frac{q^2\,R^2}{3(n-1)\,(2n-1)}\right] \\
& + C_A^2\,\frac{q^2\,R^2}{(2n-1)\,(2n+1)}\,\frac{n}{n-1}\,|M_{n+1}\,(\sigma,\ Y_n)|^2.
\end{aligned}$$

TABLEAU 3

Émission β^+. Interaction VA

$$\mathcal{C}_0 = [C_V^2\,|M_0(1,\ Y_0)|^2 + C_A^2\,|M_1\,(\sigma,\ Y_0)|^2]\,L_0$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}_1 = {} & C_V^2\,\frac{R^2}{3}\,|M_1(1,\ Y_1)|^2 \left[M_0 - \frac{2}{3}\,qN_0 + \frac{1}{3}\,q^2\,L_0 + 2L_1\right] \\
& + C_A^2\,\frac{2R^2}{3}\,|M_1(\sigma,\ Y_1)|^2 \left[M_0 + \frac{2}{3}\,qN_0 + \frac{1}{6}\,q^2\,L_0 + \frac{1}{2}\,L_1\right] \\
& + C_V^2\,|M_1\,(\alpha,\ Y_0)|^2\,L_0 \\
& + 2C_V^2\,R\sqrt{\frac{1}{3}}\,M_1(\alpha,\ Y_0)^*\,M_1(1,\ Y_1)\left[N_0 - \frac{1}{3}\,qL_0\right] \\
& - 2C_V\,C_A\,R\sqrt{\frac{2}{3}}\,M_1(\alpha,\ Y_0)^*\,M_1(\sigma,\ Y_1)\left[N_0 + \frac{1}{3}\,qL_0\right] \\
& - 2C_V\,C_A\,R^2\,\frac{\sqrt{2}}{3}\,M_1(\sigma,\ Y_1)^*\,M_1(1,\ Y_1)\,[M_0 - L_1] \\
& + C_A^2\,|M_2(\sigma,\ Y_1)|^2 R^2\left(\frac{q^2}{9}\,L_0 + L_1\right) \\
& + C_A^2\,|M_0(\sigma,\ Y_1)|^2\,R^2\left[M_0 - \frac{2}{3}\,qN_0 + \frac{1}{9}\,q^2\,L_0\right] \\
& + C_A^2\,|M_0\,(\gamma^5,\ Y_0)|^2\,L_0 \\
& - 2C_A^2\,M_0(\gamma^5,\ Y_0)^*\,M_0(\sigma, Y_1)\,R\left[N_0 - \frac{1}{3}\,qL_0\right].
\end{aligned}$$

Rapports K/β^+. Transitions permises. — Pour une transition permise, le rapport K/β^+ est indépendant des éléments de matrices nucléaires de cette transition :

$$K/\beta^+ = \frac{\pi}{2} \frac{q_K^2 g_K^2}{\int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^2 F(z, \varepsilon)\, d\varepsilon}$$

$q_K = \varepsilon_0 + \varepsilon_K$ énergie du neutrino,
$\gamma_0 = \varepsilon_K$ énergie totale de l'électron lié sur l'orbite $K = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$,
ε énergie totale du positon, p son impulsion,
ε_0 énergie maxima du spectre β^+,
$F = F_0 L_0$.

La fonction g_K de l'électron lié que l'on prend généralement est celle d'un atome hydrogénoïde (Bethe, 1933) avec potentiel coulombien. On évalue cette fonction pour $r = R$ (rayon du noyau) et on fait ensuite la correction d'écran. Cette correction d'écran peut se déduire de courbes données par Brysk et Rose (1955, 1958). Il faut multiplier g_K^2 par un facteur qui varie de 0,914 pour ^{44}Sc à 0,964 pour ^{122}Sb. L'effet d'écran a donc tendance à diminuer de façon appréciable la probabilité de capture K.

Brysk et Rose ont également calculé la fonction g_K pour un noyau de volume fini, en supposant une répartition uniforme de la charge nucléaire. On observe à partir de la formule donnée par Brysk, que

$$g_K^{\text{Brysk}}(r = R) = C_K\, g_K^{\text{Bethe}}(r = R)$$

$$C_K = 1 - \frac{3\left(1 - \gamma_0 + \frac{2\alpha Z R}{2\gamma_0 - 1}\right)}{2\gamma_0^2(2\gamma_0 + 1)(2\gamma_0 + 3)}.$$

Nous avons calculé C_K pour différents nuclides. C_K^2 varie de 0,9997 pour ^{11}C à 0,9817 pour ^{107}Cd. Cette correction serait 0,9221 pour ^{198}Au.

De plus, il convient d'évaluer g_K non seulement à la surface du noyau ($r = R$), mais il faut admettre que la capture peut aussi se faire à l'intérieur du noyau. D'où la nécessité de calculer la valeur moyenne de g_K sur le volume nucléaire. La façon de faire la moyenne dépend évidemment des fonctions d'ondes nucléaires, mal connues. La correction maxima que l'on peut attendre de cet effet a été calculée par Brysk et Rose. Elle varie de 1,001 pour ^{18}F à 1,026 pour ^{107}Cd. Il en résulte une compensation partielle entre cette dernière correction et celle due à l'introduction d'un potentiel non coulombien dans le noyau.

Après toutes ces corrections, nous arrivons aux valeurs de g_K^2 qui figurent dans le tableau 4.

Des corrections doivent aussi être apportées au spectre β^+. La correction d'écran peut être appliquée en chaque point du spectre, en utilisant les tables du NBS (Feister, 1952) ou sur le spectre intégré en utilisant les courbes données par Perlman. Cette correction tend à augmenter la probabilité d'émission β^+. Une autre correction intervient si l'on tient compte des puissances en pR et en $p^2 R^2$ dans le développement en série de F (Z, ε). Les tables du N B S ne donnent que la puissance en $(pR)^0$. Au contraire, les tables de Djelepov et Zinianova (1952) contiennent les termes jusqu'en $p^2 R^2$. La correction peut être importante pour les noyaux lourds et les spectres de grande énergie. Enfin, la correction due à l'introduction d'un potentiel non coulombien dans le noyau est beaucoup plus faible (Rose et Holmes, 1951). Nous la négligeons.

TABLEAU 4

VALEURS g_K^2
TENANT COMPTE DE L'EFFET DE VOLUME FINI DU NOYAU, DE L'EFFET D'ÉCRAN ET DE L'EFFET DE VARIATION SUR LE VOLUME NUCLÉAIRE.

Nuclide	Z	g_K^2	Nuclide	Z	g_K^2
^{11}C	6	$2{,}920.10^{-4}$	^{74}As	33	$7{,}392.10^{-2}$
^{18}F	9	$1{,}055.10^{-3}$	^{80}Br	35	$9{,}185.10^{-2}$
^{22}Na	11	$1{,}990.10^{-3}$	^{79}Kr	36	0,1022
^{44}Sc	21	$1{,}528.10^{-2}$	^{84}Rb	37	0,1133
^{48}V	23	$2{,}079.10^{-2}$	^{89}Zr	40	0,1527
^{52}Mn	25	$2{,}769.10^{-2}$	^{107}Cd	48	0,3195
^{52}Fe	26	$3{,}171.10^{-2}$	^{111}Sn	50	0,3799
^{58}Co	27	$3{,}613.10^{-2}$	^{122}Sb	51	0,4129
^{57}Ni	28	$4{,}112.10^{-2}$	^{126}I	53	0,4887
^{61}Cu	29	$4{,}649.10^{-2}$	^{140}Pr	59	0,7989
^{64}Cu	29	$4{,}645.10^{-2}$	^{166}Tm	69	1,749
^{65}Zn	30	$5{,}243.10^{-2}$	^{194}Au	79	3,719
^{68}Ga	31	$5{,}899.10^{-2}$			

Utilisant les valeurs de g_K^2 indiquées plus haut, nous avons calculé (tableau 5) les rapports K/β^+ pour un certain nombre de transitions permises. On voit que dans l'ensemble, l'accord bien connu avec les valeurs expérimentales pour les transitions permises subsiste lorsqu'on effectue toutes les corrections sur les fonctions des électrons atomiques. On peut dire que l'accord est environ à 5 %, sauf peut-être pour le ^{44}Sc et le ^{58}Co pour lesquelles de nouvelles expériences seraient souhaitables.

Rapports K/β^+. — TRANSITIONS « UNIQUES ». — Dans ce cas, le rapport K/β^+ est encore indépendant des éléments de matrices nucléaires. On a pour $\Delta I = 2$, oui

$$K/\beta^+ = \frac{q_K^4 g_K^2}{\int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^2 F\left(q^2 + 9\frac{L_1}{L_0}\right) d\varepsilon}.$$

On a comparé la théorie et l'expérience pour ^{122}Sb ; la valeur obtenue (285) correspond à celle (275) de Perlman et s'accorde avec les valeurs expérimentales ($\simeq$ 300) données par le tableau 6.

TABLEAU 5

RAPPORT K/β^+ POUR LES TRANSITIONS PERMISES. COMPARAISON DES VALEURS EXPÉRIMENTALES ET THÉORIQUES.

TRANSITION	T_{β^+} (keV)	K/β^+ Valeurs expérimentales			Valeurs théoriques		
—	—	—			—		
$^{18}F(1+) \rightarrow 0+$	649	0,030 ± 0,002	DREVER,	1956	0,029	NGUYEN-KHAC,	1960
$^{22}Na(3+) \rightarrow 2+$	541	0,102 ± 0,008	KONIJN,	1958	0,107	NGUYEN-KHAC,	1960
		0,122 ± 0,010	ALLEN,	1955			
		0,103 ± 0,006	SHERR,	1954			
$^{44}Sc(2+) \rightarrow 2+$	1 467	0,021 ± 0,019	KONIJN,	1958	0,042	NGUYEN-KHAC,	1960
		0,067 ± 0,016	BLUE,	1955	0,444	ZWEIFEL,	1957
$^{48}V(4+) \rightarrow 4+$	695	0,68 ± 0,02†	KONIJN,	1958	0,66	NGUYEN-KHAC,	1960
		0,69 ± 0,03††	KONIJN,	1958	0,70	ZWEIFEL,	1957
		0,70 ± 0,09	BOCK,	1955			
		0,62 ± 0,11	STERK,	1953			
$^{52}Mn(6+) \rightarrow 6+$	575	1,81 ± 0,07†	KONIJN,	1958	1,77	NGUYEN-KHAC,	1960
		1,86 ± 0,09††	KONIJN,	1958	1,82	ZWEIFEL,	1957
		1,84 ± 0,22	SHERR,	1954			
$^{58}Co(2+) \rightarrow 2+$	472	5,19 ± 0,16	KONIJN,	1958	4,87	NGUYEN-KHAC,	1960
		5,13 ± 0,2	RAMASWAMY,	1958	5,0	ZWEIFEL,	1957
		5,4 ± 0,2	COOK,	1956			
		6,13 ± 0,8	GRACE,	1956			
$^{61}Cu(3/2-) \rightarrow 3/2-$	1 205	0,27 *	COOK,	1951			
		0,25 ± 0,03*	BOUCHEZ,	1950	0,28	NGUYEN-KHAC,	1960
		0,22 ± 0,03*	BOUCHEZ,	1950	0,29	ZWEIFEL,	1957
		0,18 ± 0,03*	HUBER,	1949			
$^{64}Cu(1+) \rightarrow 0+$	657	1,81 ± 0,2	PLASSMAN,	1951	2,07	NGUYEN-KHAC,	1960
		2,07 ± 0,2	PLASSMAN,	1951	2,18	ZWEIFEL,	1957
		2,32 ± 0,28	REYNOLDS,	1950			
		2,6 ± 0,3	BOUCHEZ,	1950			
		1,75 ± 0,2	HUBER,	1949			
$^{65}Zn(5/2-) \rightarrow 3/2-$	325	25 ± 2	GLEASON,	1959	30,7	NGUYEN-KHAC,	1960
		26 ± 3	AVIGNON,	1956	30	ZWEIFEL,	1958
		28 ± 3,2	PERKINS,	1953			
		32,5 ± 6	SAKAI,	1953			
$^{107}Cd(5/2+) \rightarrow 7/2+$	320	320 ± 30	BRADT,	1945	331	NGUYEN-KHAC,	1960
					325	ZWEIFEL,	1957

† Compteur proportionnel.
† Spectromètre β.
* Valeurs obtenues en supposant $(K/\beta^+)_{\text{fondamental}} = (K/\beta^+)_{\text{total}}/1,75$.

TABLEAU 6

RAPPORT K/β^+ POUR ^{122}Sb.

T_{β^+} (keV)	Valeurs expérimentales		Valeurs théoriques $\Delta J = 2$, oui	permise		
—	—		—	—		
565	300 ± 50	PERLMAN, 1958	285	48,6	NGUYEN-KHAC,	1960
	300 ± 130	GLAUBMAN, 1955	275 ± 60	49	PERLMAN,	1958

TRANSITIONS INTERDITES « NON UNIQUES ». — Dans ce cas, le rapport K/β^+ dépend des éléments de matrices nucléaires.

Cas $\Delta J = 1$, *oui*. Si l'on suppose que le tenseur $T_2(\sigma, Y_2)$ donne une contribution négligeable, et si l'on ne conserve que les termes coulombiens (en $\alpha Z/2R$), on voit que le rapport K/β^+ devient égal à celui que l'on aurait pour une transition permise. Les termes croisés en $C_V C_A$ sont de même signe pour l'émission β^+ et la capture, contrairement à ce qui est affirmé par Brysk et Rose (1958) (voir aussi Konijn, 1958).

Les termes coulombiens étant prépondérants, on doit s'attendre à ce que le rapport K/β^+ diffère peu de (K/β^+) permis.

Cas $\Delta J = 0$, *oui*. Le nombre d'éléments de matrices qui interfèrent est encore plus élevé, mais la conclusion est la même. Cependant, les expériences (Konijn, 1958) montrent que les rapports K/β^+ pour les transitions $2^- \to 2^+$ sont nettement plus élevés que les rapports (K/β^+) permis. Aucune explication satisfaisante n'a encore été donnée.

BIBLIOGRAPHIE

ALLEN (R. A.), BURCHAM (W. E.), CHACKETT (K. F.), MUNDAY (G. L.), REASBECK (P.), *Proc. Phys. Soc.*, 1955, **68**, 681.
AVIGNON (P.), *Ann. de Physique*, 1956, **1**, 10.
BETHE (H. A.), *Hand. der Phys.*, 1933 24/1, 301.
BLUE (J. W.), BLEULER (E.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1324.
BOCK (R.), Max Planck Inst. Heidelberg, 1955.
BOUCHEZ (R.), *Thèse*, Paris, 1950.
BOUCHEZ (R.), DEPOMMIER (P.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 56 S.
BRADT (H.), GUGELOT (P. C.), HUBER (O.), MEDICUS (H.), PREISWERK (P.), SCHERRER (P.), *Phys. Rev.*, 1945, **68**, 571 ; *Helv. Phys. Acta* **18**, 351.
BRYSK (H.), ROSE (M. E.), O. R. N. L., Report, 1830, 1955. *Rev. Mod. Physics*, 1958, **30**, 1169.
COOK (C. S.), *J. Physics*, 1951, **19**, 37.
COOK (C. S.), TOMNOVEC (F. M.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1407.
DJELEPOV (B. S.), ZIRIANOVA (L. N.), Tables pour la désintégration β. Univ. de Leningrad, 1952.
DREVER (R. W. P.), MOLIJK (A.), SCOBIE (J.), *Phil. Mag.* 1956, **1**, 942.
FEISTER (I.), Tables for the analysis of Beta spectra, N. B. S., n° 13, 1952.
GLAUBMAN (M. J.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 645.
GLEASON (G. I.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 287.
GRACE (M. A.), JONES (G. A.), NEWTON (J. O.), *Phil. Mag.*, 1956, **1**, 363.
GREULING (E.), *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 568.
HUBER (O.), RUETSCHI (R.), SCHERRER (P.), *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 375.
KONIJN (J.), VAN NOOIJEN (B.) HAGEDOORN (H. L.), WAPSTRA (A. H.), *Nucl. Phys.*, 1958, **9**, 296.
KONOPINSKI (E. J.), UHLENBECK (G. E.), *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 308.
LONGMIRE (C. L.), MESSIAH (A. M. L.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 464.
MARSHAK (R. E.), *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 431.
MOLLER (C.), *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 84.
NATAF (R.), BOUCHEZ (R.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 190.
NGUYEN-KHAC (U.), *Thèse*, 3e cycle, Grenoble, 1960.
PERKINS (J. F.), HAYNES (S. K.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 687.
PERLMAN (M. L.), WELKER (J. P.), WOLFSBERG (M.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 381.
PLASSMAN (E.), SCOTT (F. R.), *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 156.
PURSEY (D.), *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1193.
RAMASWAMY (M. K.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, **3**, n° 7.
REYNOLDS (J. H.), *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 789.
ROSE (M. E.), HOLMES (D. K.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 190.
SAKAI (M.), AUBERT (P.), *C. R. Acad. Soc.*, 1953, **236**, 1249.
SEHR (R.), *Z. Physik*, 1954, **137**, 523.
SHERR (R.), MILLER (R. H.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1076.
SMITH (A. M.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 955.
STERK (M. J.), WAPSTRA (A. H.), KROPVELD (R. E. W.), *Phys.*, 1953, **19**, 135.
ZWEIFEL (P. F.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1572 ; *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 329 ; Proc. of the Rehovoth Conf. on Nuclear Structure, 1958.

LE RAYONNEMENT DU MÉSOTHORIUM I (^{228}Ra)

Par J. TOUSSET,
Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — Description d'une méthode d'obtention de sources séparées de Ms Th 1 et Ms Th 2, évaporées sous vide sur support mince. La comparaison des spectres d'électrons de ces sources, obtenus avec un spectromètre magnétique à double focalisation, montre pour Ms Th 1 un groupe intense de raies de conversion à 5,5 ; 6,3 ; 10,1 keV. Ces raies sont attribuables à une transition de 10,4 keV qui interviendrait dans environ 25 % des désintégrations. Le spectre bêta du Ms Th 1 est nettement visible mais son étude est compliquée par la superposition du groupe Auger L du Ms Th 2.

Abstract. — A technique for preparation of thin Ms Th 1 and Ms Th 2 sources is described. The electron spectra of these sources, in a double focusing magnetic spectrometer, revealed, for Ms Th 1, a strong group of conversion lines at 5.5 ; 6.3 ; 10.1 keV. These lines are attributable to a 10.4 keV transition, present in 25 % of the decays. The beta spectrum of Ms Th 1 is clearly visible but superimposed on the Ms Th 2 Auger L spectrum.

L'étude de la désintégration du Ms Th 1 (^{228}Ra) a conduit à des résultats divergents plusieurs groupes de chercheurs. D'une part, un groupe français [1], [2] et [3], travaillant à la chambre de Wilson, a détecté un spectre de raies correspondant à la conversion de γ peu énergiques, sans spectre β continu décelable au-dessus de 1,5 keV. D'autre part, Lee et Libby, par des techniques de déviations magnétiques et d'absorption dans l'aluminium [4] ne trouvent qu'une répartition continue d'électrons avec une énergie maximum voisine de 53 keV, ce que confirment par le tracé d'une droite de Kurie, G. Goetze et Huster [5].

Nous avons repris cette étude au spectromètre magnétique sans fer à double focalisation de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Les difficultés résident dans la préparation de sources très minces et dans la nécessité d'une étude préalable du spectre de basse énergie du Ms Th 2 de période 6,13 heures, dont le spectre Auger L, bien mal situé, est très fourni. On doit aussi tenir compte dans une certaine mesure du ^{226}Ra, isotope inévitable du Ms Th 1 dans nos préparations.

La séparation Ms Th 2 (^{228}Ac) — Ms Th 1, et aussi, l'obtention d'une solution-mère de Ms Th 1 et ^{226}Ra exempte des descendants ont été basées sur l'emploi très commode de la T. T. A. (thénoyltrifluoroacétone) en solution benzénique. Les travaux effectués par F. T. Hagemann [6] ont montré qu'il était possible de séparer quantitativement Ac, Th, Pb, Bi et Po d'une solution de Ra à p_H convenable. On peut donc, par extractions répétées, séparer en particulier le Rd Th (^{228}Th) qui était présent dans notre solution et ainsi interrompre la filiation naturelle de la famille du thorium. Le Th X, autre isotope du Ms Th 1 décroît alors avec sa période de 3,65 jours et sa contribution est négligeable au bout d'un mois. De la solution-mère obtenue, on peut faire une extraction de Ms Th 2 toutes les 24 heures par la T. T. A. Le complexe Ms Th 2 — T. T. A. est détruit par une solution d'acide nitrique dilué et le nitrate de Ms Th 2 est mis à sec dans une gouttière de tantale, puis chauffé dans le vide vers 800-1 000° C pour sa transformation en oxyde et pour l'élimination éventuelle de résidus volatils. On l'évapore ensuite sur mica mince graphité (ou recouvert de titane) en portant la gouttière dans le vide à 2 000° C environ. Le temps utile de comptage d'une telle source n'excède pas deux périodes en moyenne, un contrôle de la pureté est fait après 36 ou 48 heures (par l'activité résiduelle).

Les sources de Ms Th 1 furent préparées suivant deux variantes : la première consiste à précipiter le sulfate de Ms Th 1 avec le plomb comme entraîneur, la solution contenant trop d'ions étrangers, en particulier Na^+ provenant des ajustages de p_H. Ce sulfate est transformé en carbonate, puis en nitrate, et porté dans une gouttière de tantale, sous vide. On chauffe au rouge sombre (800° C) pour éliminer le plomb et le Ms Th 1 est ensuite évaporé à haute température.

La seconde méthode est plus rapide et semble permettre en plus une séparation thermique du Ms Th 2. On se contente, après une extraction habituelle du Ms Th 2, de précipiter le sulfate de Ms Th 1 que l'on place directement dans une gouttière de tantale. Le plomb est éliminé par le même procédé. Le support de source est en mica mince graphité et la température d'évaporation se situe vers 2 100° C.

Le spectre de basse énergie du Ms Th 2 et de

l'ensemble Ms Th 1 + Ms Th 2 à l'équilibre a ainsi été tracé (figure) ; on a pu suivre aussi la croissance de Ms Th 2 jusqu'à l'équilibre à partir de certaines sources de Ms Th 1. Les résultats obtenus sont très partiels, le dépouillement des données est en cours. On peut cependant affirmer la présence d'au moins deux raies attribuables à la conversion d'un ou plusieurs γ peu énergiques, et l'existence d'un spectre continu bien visible et donc complexe. Ces raies sont situées l'une à 5,5 keV, l'autre à 6,3 keV. Il semblerait qu'il s'agisse de raies M d'un γ d'énergie voisine de 10,4 keV. L'étude des Auger L du Ms Th 2 en cours de croissance indiquerait la présence de raies situées vers 10,1 ; 9,5 et 8,5 keV, attribuables au Ms Th 1 dont l'importance et la position n'ont pu être encore déterminées de façon précise.

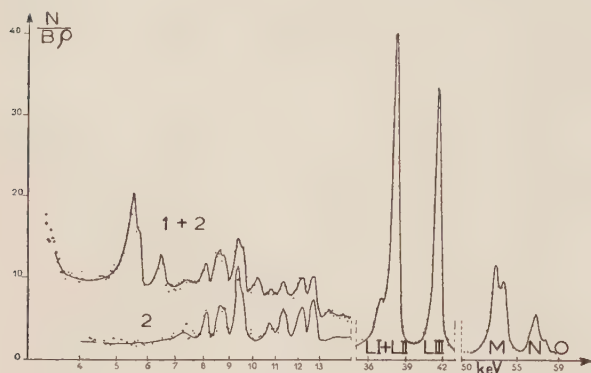


Fig. 1.

1 + 2 : Spectre de Ms Th 1 et Ms Th 2 à l'équilibre entre 4 et 15 keV.

2 : Spectre de Ms Th 2 pur dans la même région. Spectre de conversion du gamma de 57,8 keV de Ms Th 1. L'échelle des abscisses est linéaire en (Bρ).

La conversion d'un γ si peu énergique étant, selon toute hypothèse, totale, on peut, par comparaison de l'aire du spectre continu et de l'aire de ces raies de conversion, en déduire l'intensité relative de la transition. L'aire du spectre continu fut calculée à partir des raies de conversion très intenses du γ de 57,8 keV du Ms Th 2 d'après la moyenne des résultats de Kyles [7], Brodie [8] et Bjornholm [9]. On trouve de cette façon que cette transition γ de 10,4 keV interviendrait dans environ 25 % des désintégrations.

L'étude du spectre continu est compliquée par la présence du ^{226}Ra impossible à séparer. Bien que la source soit maintenue dans le vide, une fraction non négligeable du radon ^{222}Em reste absorbée et on voit apparaître le spectre continu de Ra B + Ra C suivant la courbe d'accumulation du radon. D'autre part, la croissance du Ms Th 2 est rapide, par contre, ses dérivés ne sont pas gênants vu la longue période de Rd Th. Il est donc nécessaire d'analyser en chaque point la croissance du spectre continu avec le temps, ce travail est en cours en utilisant la méthode des moindres carrés, déjà appliquée par nous à un problème analogue [10].

BIBLIOGRAPHIE

[1] Lecoin (M.), Perey (Mlle) et Teillac (J.), *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 33.
[2] Lecoin (M.), Perey (Mlle) et Riou (M.), *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 390.
[3] Riou (M.), *Ann. Phys.*, 1953, **8**, 535.
[4] Lee (D.) et Libby (W. F.), *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 252.
[5] Goetze (G.) et Huster (E.), *Z. Naturfor.*, 1958, **13**, n° 9, 796-797.
[6] Hagemann (F. T.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1950, **72**, 768.
[7] Kyles (J.), Campbell (C. G.) et Henderson (W. J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66** A, 519.
[8] Brodie (W. D.), *Proc. Phys. Soc.*, 1954, **67** A, 265.
[9] Bjørnholm (S.), Nathan (O.), Nielsen (O. B.) et Sheline (R. K.), *Nuclear Physics*, 1957, **4**, 313-324.
[10] Tousset (J.) et Moussa (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1617.

NIVEAUX EXCITÉS DE FAIBLE ÉNERGIE DU ^{99}Tc

Par J. RAVIER et A. MOUSSA,
Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — Les transitions gamma de faible énergie de la désintégration ^{99}Mo $\rightarrow$ ^{99}Tc, ont été étudiées au spectromètre magnétique à double focalisation par conversion interne et externe. Les coefficients de conversion des transitions de 40 keV et 180 keV ont été déterminés à partir de celui de la transition de 140 keV. Les rapports K/L et les coefficients de conversion confirment les caractères $M1$ (pour la transition de 40 keV) et $E2$ (pour celle de 180 keV).

Abstract. — The internal and external conversion of the low-energy gamma-rays of the ^{99}Mo $\rightarrow$ ^{99}Tc decay have been studied with a double focusing magnetic spectrometer. Internal conversion coefficients of 40 keV and 180 keV transitions have been determined by reference to the known coefficients of the 140 keV transition. The K/L ratios and the conversion cœfficients are consistent with the assignments $M1$ (for 40 keV) and $E2$ (for 180 keV).

Présentation de résultats qui font l'objet d'une publication détaillée (à paraître).

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 463.

TRANSITIONS GAMMA DE FAIBLE ÉNERGIE DANS ^{153}Eu

Par A. MOUSSA et E. MONNAND,
Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — Étude au spectromètre magnétique à double focalisation, de la conversion interne des transitions gamma de faible énergie de la désintégration ^{153}Sm $\rightarrow$ ^{153}Eu. La transition de 19 keV entre les niveaux de 103 et 84 keV a pu être mise en évidence, ses raies de conversion L indiquent le caractère $E2$. La proportion du mélange $M1$, $E2$ dans les transitions de 69 et 103 keV a été déterminée par l'analyse des raies de conversion L.

Abstract. — The internal conversion lines of the ^{153}Sm $\rightarrow$ ^{153}Eu decay have been studied with a double focusing magnetic spectrometer. The 19 keV transition between the 103 and 84 keV levels is revealed by its L conversion lines and is classified as $E2$. The $M1 + E2$ mixtures in 69 and 103 keV transitions have been determined by analysis of L conversion lines.

Les états excités de ^{153}Eu, qui peuvent être atteints, soit par les désintégrations : ^{153}Sm $\rightarrow$ ^{153}Eu (β^-, 47 h) et ^{153}Gd $\rightarrow$ ^{153}Eu (capture, 236 j), soit par excitation coulombienne, ont déjà fait l'objet de nombreux travaux [1]. Le schéma des niveaux est représenté (*fig.* 1) pour les faibles énergies. On distingue deux niveaux de rotation à 84 et 187 keV obtenus par excitation coulombienne, et des niveaux de particules à 97, 103, 172 keV. Les probabilités d'excitation des niveaux de 84 et 97 keV dans la désintégration de ^{153}Sm sont encore assez mal connues et le coefficient de conversion de la transition de 103 keV, la plus importante, semble anormal [2]. Les valeurs expérimentales de ce coefficient sont assez divergentes. Nous rapportons ici les résultats préliminaires d'une étude en cours, par conversion interne et externe, de la désintégration de ^{153}Sm.

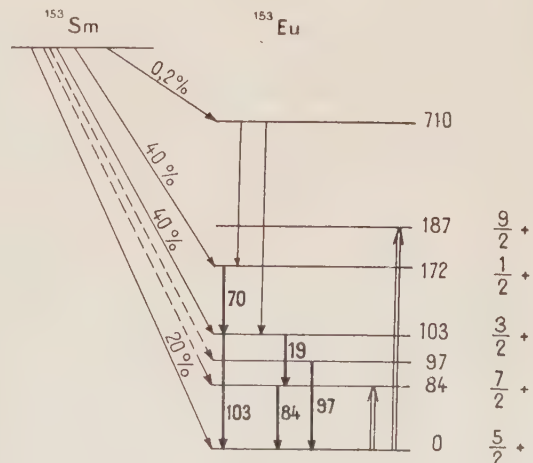


Fig. 1.

Les sources utilisées ont été obtenues par éva-

poration dans le vide de Sm_2O_3 naturel, irradié à quasi-saturation dans un flux de 1,5 à 2.10^{12} n/s-cm². La figure 2 montre le spectre de conversion interne de faible énergie avec un pouvoir de résolution de 0,8 %. La raie K (97 keV) et les raies L (19 keV) et L (84 keV) sont nettement visibles. La figure 3 montre la raie K (84 keV) nettement séparée du groupe Auger-KLL avec un pouvoir de résolution de 0,4 %.

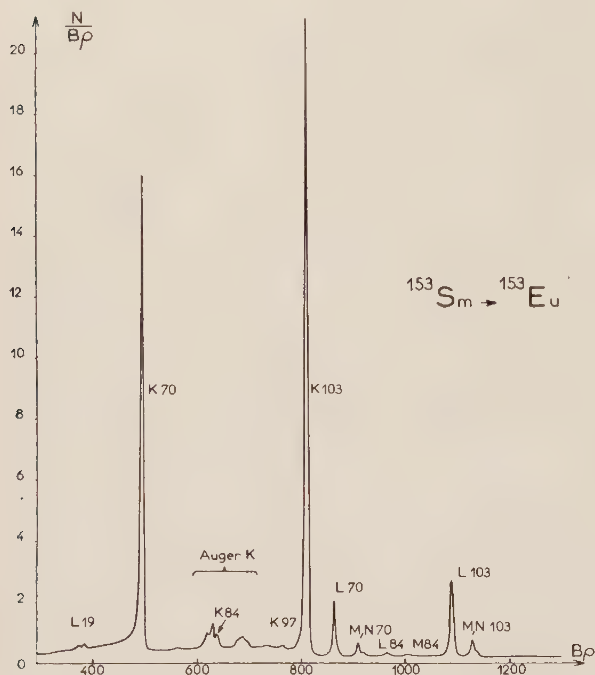


Fig. 2.

Les deux raies de conversion L (19 keV) sont les raies L_{II} et L_{III}, comme le prouve l'énergie de la transition que l'on en déduit, soit 19,9 keV. Cette valeur est en accord avec les énergies trouvées pour les niveaux à partir de leurs raies K ou L, soit 83,3 et 103,3 keV. La transition 19,9 keV est donc $E2$, ce qui est en accord avec les spins des niveaux. Elle est certainement très fortement convertie, aussi l'intensité des raies donne sensiblement celle de la transition. Si on fait d'autre part l'hypothèse que le coefficient de conversion de la transition 84 keV a la valeur théorique, on obtient pour cette transition une intensité un peu supérieure à celle de 19,9 keV. Il y aurait donc une branche bêta alimentant le niveau de 84 keV,

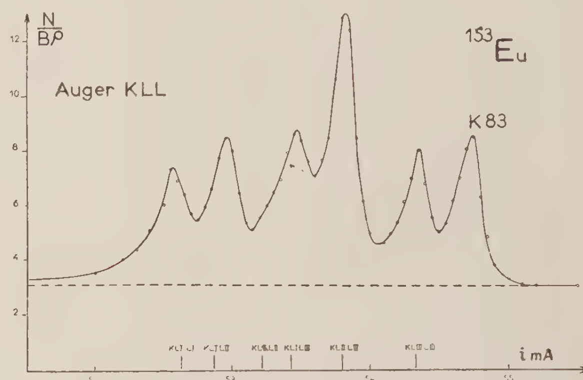


Fig. 3.

l'intensité de cette branche serait de l'ordre de 0,5 % des désintégrations. Des mesures plus précises, actuellement en cours, permettront d'examiner si un facteur d'interdiction supplémentaire, lié au passage d'un niveau de particules à un niveau de rotation, est à appliquer à cette transition bêta.

L'intensité de la raie K (70 keV) a été fortement sous-estimée par les auteurs qui ont étudié précédemment le ^{153}Sm, probablement par suite de l'utilisation de sources trop épaisses. Nos mesures donnent :

$$\text{Ne}(70)/\text{Ne}(103) = 0{,}70 \pm 0{,}02 \; ; \quad (K/L)_{70} = 7{,}2 \pm 0{,}3 \; ;$$
$$(K/L)_{103} = 7{,}0 \pm 0{,}2.$$

D'autre part nous avons pu analyser les raies de conversion L des transitions 69 et 103 keV. La raie L_{II} étant difficilement séparable de L_I (il faudrait une activité spécifique plus grande), nous avons déterminé les coefficients de mélange $M1$, $E2$ à partir des valeurs mesurées des rapports K/L et $(L_I + L_{II})/L_{III}$. On obtient ainsi pour le rapport des nombres de photons $E2/M1$: 1,5 % ± 0,5 % pour la transition de 69 keV et 2 % ± 1 % pour la transition de 103 keV.

RÉFÉRENCES

[1] McCutchen (C. W.), *Nuclear Physics*, 1958, **5**, 187.
Bisi (A.), Germagnoli (E.) et Zappa (L.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 670.
Joshi (M. C.), Subbarao (B. N.) et Thosar (B. V.), *Proc. Indian Acad. Sc.*, 1957, A **45**, 390.
Dubey (V. S.), Mandeville (C. E.) et Rothman (M. A.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1430.
Marty (N.) et Vergnes (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1438.
Marty (N.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 458.
Heydenburg (N. P.) et Temmer (G. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 150.
McGowan (F. K.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 163.
[2] Nilsson (S. G.) et Rasmussen (J. O.), *Nuclear Physics*, 1958, **5**, 617.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE DES ÉLECTRONS D'AUTOIONISATION EN RADIOACTIVITÉ β

Par F. SUZOR,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les spectres continus, entre 1 et 13 kV, des électrons d'autoionisation sont donnés pour 6 radioéléments β (3 déjà publiés). Comparaison avec la théorie, d'où il ressort un désaccord qui pourrait s'expliquer par une contribution beaucoup plus importante des couches externes du cortège électronique.

Abstract. — Continuum spectra, between 1 and 13 kV, of autoionisation electrons are given for 6 radioelements (3 already published). A disagreement results from comparison with theory; this could be explained by a more important contribution of the external electronic shells.

Lorsqu'un noyau radioactif se désintègre par émission β, le cortège électronique subit une perturbation le laissant parfois dans un état ionisé. La théorie de ce phénomène [1] appelé autoionisation, a été effectuée par Migdal et Feinberg, puis par Levinger et d'autres auteurs. Les spectres continus entre 1 et 13 kV des électrons d'autoionisation émis simultanément avec le rayonnement β sont donnés ci-dessous pour le ^{90}Y, ^{143}Pr et ^{22}Na ; ces expériences sont la suite de celles déjà publiées [2] avec G. Charpak sur ^{32}P, ^{35}S et ^{147}Pm. Les mesures sont faites dans un spectromètre constitué de deux grands compteurs proportionnels accolés l'un à l'autre ; la source étant vue de chacun des compteurs sous un angle solide voisin de 2π, l'excellent rendement ainsi obtenu rend possible, par la méthode des coïncidences, l'étude de phénomènes peu fréquents. Le fait que la source peut, sans l'intermédiaire d'aucun absorbant, être en contact direct avec le gaz de l'un des deux compteurs, permet l'étude du spectre des électrons jusqu'à 1 keV environ. Les grandes dimensions des compteurs entraînent pour les électrons énergiques du spectre β une perte d'énergie suffisante pour que la séparation entre eux et les électrons de plus faible énergie émis simultanément soit possible.

Yttrium-90. — La source était obtenue par évaporation thermique sous vide sur une membrane mince de formvar aluminisé et avait une activité de l'ordre du centième de microcurie. La source étant en contact direct avec le gaz d'un des compteurs, on obtenait dans celui-ci le spectre des électrons entre 1 et 13 keV associés au rayonnement β perdant dans l'autre compteur une énergie supérieure à 25 keV. Ce spectre se décompose en un fond continu décroissant avec l'énergie et un pic correspondant aux électrons Auger de la couche L. La figure reproduit ce spectre continu, ainsi qu'un spectre théorique basé sur la théorie de Levinger (1) tenant compte de l'effet d'écran.

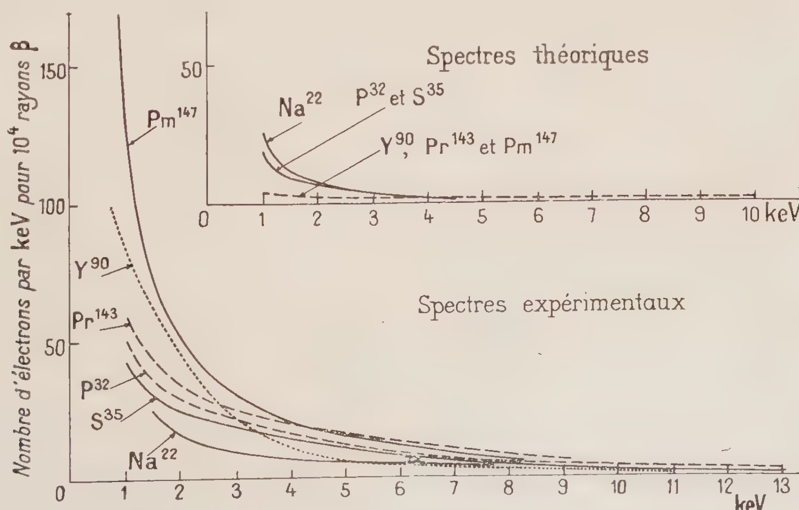


Fig. 1.

L'accord entre courbes théorique et expérimentale n'est pas satisfaisant comme le montre le tableau suivant (nombre d'électrons par β dans 4π).

^{90}Y	DE 1 A 3 keV	DE 3 A 8 keV	DE 8 A 13 keV
—	—	—	—
Spectre continu expérimental......	97.10^{-4}	38.10^{-4}	6.10^{-4}
Théorie de l'autoionisation.......	16.10^{-4}	14.10^{-4}	3.10^{-4}

Praséodyme-143. — Une étude analogue a été faite avec ce radioélément. Malheureusement, la qualité du radioélément employé n'a pas permis d'obtenir des sources contenant moins de 2 μg/cm² environ de matière ; ceci est suffisant pour entraîner par autoabsorption dans la matière même de la source une perte des électrons du spectre pour des énergies inférieures à 3 ou 4 keV. Le tableau ci-dessous résume les résultats, tirés des spectres portés sur la figure, et montre le désaccord entre expérience et théorie.

^{143}Pr	De 1 A 3 keV	De 3 A 8 keV	De 8 A 13 keV
—	—	—	—
Spectre continu expérimental......	74.10^{-4}	76.10^{-4}	21.10^{-4}
Théorie de l'autoionisation.......	6.10^{-4}	5.10^{-4}	3.10^{-4}

Une autre expérience faite avec le même spectromètre dans des conditions appropriées a fourni pour les raies *X-L* d'autoionisation la valeur $(3{,}5 \pm 0{,}4)10^{-4}$; en admettant pour le rendement de fluorescence de la couche L du néodyme la valeur 0,18, on trouve pour la probabilité d'autoionisation dans la couche *L*, la valeur $(1{,}9 \pm 0{,}2)10^{-3}$ en bon accord avec la valeur $2{,}2.10^{-3}$ prévue par la théorie.

Sodium-22. — L'expérience a été faite dans les mêmes conditions que pour les autres radioéléments et est possible, malgré l'existence du rayonnement γ associé. Le tableau ci-dessous résume les résultats tirés des spectres portés sur la figure.

^{22}Na	De 1,5 A 5 keV	De 5 A 10 keV
—	—	—
Spectre expérimental.	38.10^{-4}	23.10^{-4}
Théorie de l'autoionisation	12.10^{-4}	1.10^{-4}

Le désaccord avec la théorie qui en résulte est à rapprocher de celui obtenu également pour le sodium 22 par une autre méthode expérimentale, par Hamilton, Langer et Smith [3].

Conclusion. — De ces résultats et de ceux déjà publiés avec G. Charpak [2], il résulte que les intensités des raies *X*, *K* ou *L*, sont en bon accord avec la théorie de l'autoionisation. Par contre, il n'en est pas de même pour les spectres continus des électrons d'autoionisation ; par rapport à la théorie, ces spectres présentent une intensité plus grande, la décroissance en fonction de l'énergie est moins rapide, et entre 1 et 4 keV environ l'intensité des spectres est, en gros, proportionnelle à *Z*, alors que la théorie prévoit un résultat inverse. Ceci pourrait s'expliquer par une contribution beaucoup plus importante que prévu des couches externes du cortège électronique.

(Cet exposé est le résumé d'un article paru au *Journal de Physique et le Radium*, 1960, **21**, 223.)

BIBLIOGRAPHIE

[1] Migdal (A.), *J. Phys.*, U. R. S. S., 1941, **4**, 449.
Feinberg (E. L.), *J. Phys.*, U. R. S. S., 1941, **4**, 424.
Levinger (J. S.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 11.

[2] Suzor (F.) et Charpak (G.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 25,31 et 647.

[3] Hamilton (J. H.), Langer (L. M.) et Smith (W. G.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 2010.

PRÉPARATION DE SOURCES MINCES DE ^{35}S ET ÉTUDE AUX TRÈS FAIBLES ÉNERGIES

Par Mlle A. JUILLARD,
Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — Description de diverses techniques pour l'obtention de sources minces de ^{35}S, de bonne activité spécifique et stables dans le vide. Le tracé du spectre bêta de faible énergie permet de déterminer la transmission des fenêtres du compteur et les corrections de préaccélération. Une étude comparative de diverses sources donne les indications sur la déformation du spectre aux très faibles énergies.

Abstract. — Techniques are described for obtaining very thin ^{35}S sources of good specific activity and stable in vacuum. The low energy β spectrum permits one to détermine transmission curves of counter windows and preacceleration corrections. Comparative study of various sources give indications on the deformation of the spectrum.

Nous avons décrit précédemment les techniques d'accélération adaptées au spectromètre magnétique sans fer et à double focalisation pour l'analyse des électrons de quelques kiloélectronvolts [1].

Pour déterminer les corrections nécessitées par la préaccélération nous avons utilisé des sources de ^{35}S, dont le spectre bêta simple et de forme permise a une énergie maximum de 167 keV. Malgré les nombreux travaux effectués sur le ^{35}S, la fabrication des sources a demandé une longue mise au point.

Des essais préliminaires avec du soufre inactif ont montré que les dépôts minces de soufre élément se subliment rapidement quand la pression est de l'ordre de 10^{-5} mm de Hg, pression nécessaire dans le spectromètre. On constate que le soufre à l'état de vapeur se fixe facilement sur divers métaux, en particulier sur le cuivre. Nous avons donc préparé les sources par sulfuration directe du cuivre fraîchement déposé sur formvar ou mica. Les quantités de métal déposées ont été déterminées par dosage colorimétrique à la dithizone.

Préparation des sources. — Deux techniques ont été employées :

1° A partir du ^{35}S livré en solution dans le toluène par le C. E. A. Il suffit d'évaporer quelques gouttes de cette solution dans une gouttière de tantale, puis, en atmosphère d'argon, de chauffer la gouttière en face du support de formvar cuivré. Malgré sa commodité la méthode a été abandonnée à cause de la trop faible activité spécifique des sources obtenues.

2° A partir du chlorure de sodium irradié par neutrons. La technique s'inspire des travaux de Chemla et Süe [2], le ClNa irradié est chauffé dans un tube de silice sous un courant d'hydrogène sec qui entraîne ^{35}S vers 720 °C. Le gaz est refroidi et dirigé sur un support de formvar cuivré dont la sulfuration est instantanée. On obtient ainsi des sources de très bonne activité spécifique, cependant, lorsque l'activité superficielle est grande, les sources perdent ensuite lentement dans le vide une très légère fraction de leur soufre. Il est nécessaire d'effectuer, après fabrication, un dépôt supplémentaire de cuivre à l'avant et à l'arrière du support.

Le tableau I indique les caractéristiques de quelques-unes des sources ainsi préparées.

TABLEAU I

SOURCES DE ^{35}S

N°	DIMENSIONS	ACTIVITÉ	SUPPORT
2	20 × 4 mm	14 μC	formvar 15 μg/cm², cuivre 10 μg/cm².
7	20 × 2 mm	2,7 μC	formvar 11 μg/cm², cuivre 10 μg/cm².
8	20 × 4 mm	200 μC	mica 1 mg/cm², cuivre 10 μg/cm² recouverte après fabrication de 11 μg/cm² de cuivre.

Étude du spectre bêta. — Elle a été effectuée au spectromètre magnétique sans fer et à double focalisation, avec un compteur G. M. obturé par une fenêtre de formvar d'environ 10 μg/cm² dont le cut-off se trouve vers 1,5 keV.

Dans ces conditions le spectre est obtenu sans corrections jusqu'à 7 keV. Nous appliquons ensuite une tension de post-accélération entre la fente située dans le plan de focalisation et la coque du compteur. La comparaison des mesures permet

de tracer la courbe de transmission de fenêtre. Nous avons employé une tension de 1 000 à 1 500 V seulement afin d'éviter les effets parasites bien connus et signalés par de nombreux auteurs. Enfin, pour les plus faibles énergies, il est nécessaire d'appliquer une tension de pré-accélération. La détermination de la correction nécessitée par cette technique était l'un des buts principaux de ce travail. On l'obtient en comparant des mesures effectuées successivement avec V volts de post-accélération et V volts de pré-accélération. Les résultats sont assez précis jusque vers 0,7 keV et l'accord avec le calcul théorique [1] satisfaisant. Pour les énergies initiales très faibles devant l'énergie fournie par la pré-accélération, on peut admettre que l'on enregistre tous les électrons émis dans l'angle solide 2π, l'ouverture utile du spectromètre étant Ω, On prend alors $2\pi/\Omega$ comme correction de pré-accélération.

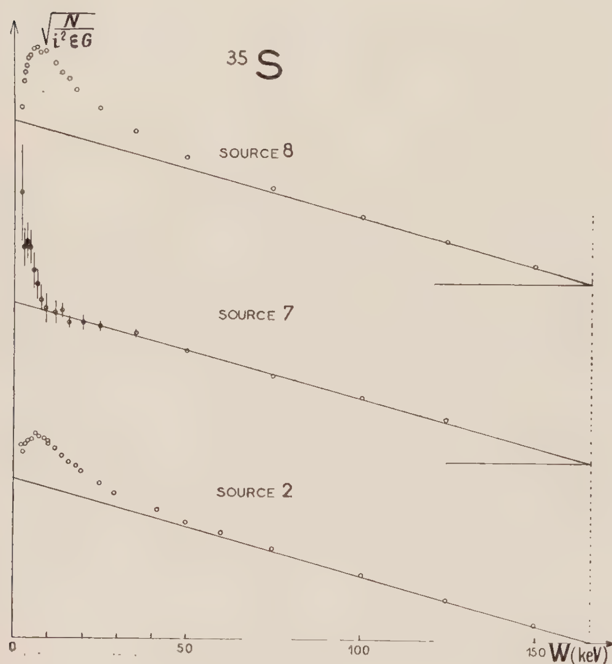


Fig. 1.

Résultats et discussions. — Les droites de Kurie obtenues pour les sources décrites au tableau I sont représentées figure 1. La source 2 a été préparée à partir de ^{35}S en solution dans le toluène, les deux autres par la deuxième technique décrite plus haut. L'activité superficielle de la source 2 n'est que moins de trois fois supérieure à celle de la source 7, il est visible qu'elle est nettement plus épaisse. La source 8 a été recouverte de cuivre. La déformation en dessous de 5 keV est très différente pour la source 7 d'une part et les sources 2 et 8 d'autre part. La distribution en énergie est représentée figure 2 pour la source 7 (avec un changement d'échelles en dessous de $W/m_0 c^2 = 1{,}005$).

On voit que même avec des sources extrêmement minces une déformation du spectre est inévitable en dessous de 10 keV et qu'il est hasardeux, dans cette région, d'établir les corrections de fenêtre par extrapolation de la droite de Kurie.

Les causes de la déformation du spectre sont diverses et il est nécessaire de les étudier soigneusement si l'on veut mettre en évidence les électrons d'auto-ionisation et analyser leur spectre directement sans faire appel à la méthode des

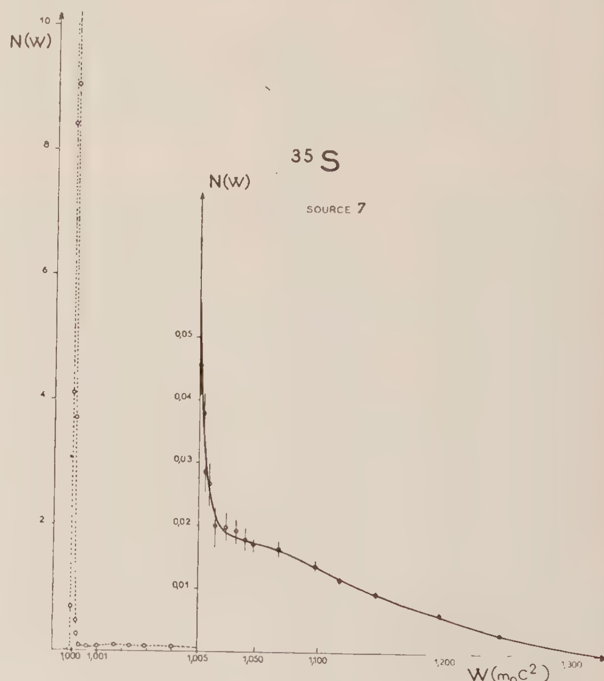


Fig. 2.

coïncidences. Le spectre d'électrons « supplémentaires » bien visible figure 2 est nettement supérieur à celui prévu par Levinger [3] et Migdal [4], dans la région d'énergie correspondant à l'éjection d'électrons K et L. Dans cette région le spectre supplémentaire est au moins partiellement explicable par la seule diffusion élastique. Des calculs sont actuellement en cours pour déterminer la proportion d'électrons diffusés élastiquement sur le support et dans l'épaisseur de la source. La seule diffusion sur le support dans le cas de la source 7 permet d'expliquer dans la région au-dessus de 5 keV une partie importante du spectre d'électrons supplémentaires. La diffusion multiple est beaucoup plus difficile à étudier.

On constate en dessous de 0,2 keV un nombre considérable d'électrons, qui peut atteindre 30 %

des électrons de désintégration. Des études comparatives sont en cours pour en rechercher l'origine. Une partie doit être due aux collisions électron-électron. La même anomalie se retrouve en effet, et plus accentuée, avec des sources extrêmement minces de dépôt actif du thorium, qui sont l'origine d'une intense émission alpha, d'où la présence d'électrons delta formés dans la source. Des expériences vont être faites pour rechercher le rôle éventuel de l'émission froide dans ce phénomène.

BIBLIOGRAPHIE

[1] JUILLARD (Mlle A.) et MOUSSA (A.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 94.
[2] CHEMLA (M.) et SUE (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1502.
[3] LEVINGER (J. S.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 11.
[4] MIGDAL (A.), *J. Phys.*, U. R. S. S., 1941, **4**, 449.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 469.

QUELQUES MESURES RÉCENTES SUR L'EFFET AUGER DANS LES COUCHES *K* ET *L* DES ÉLÉMENTS MOYENS

Par Mme P. MARGUIN,

Faculté des Sciences, Grenoble.

Résumé. — Ces mesures expérimentales ont été effectuées sur les trois nuclides suivants ^{170}Yb, ^{137}Ba et ^{99}Tc, au moyen du spectromètre à double focalisation et à bobines sans fer de M. le Pr Moussa. Les techniques habituelles de spectrométrie aux basses énergies ont été utilisées : préparation de sources sur support mince par évaporation dans le vide, pré-et post-accélération des électrons de très faibles énergies.

Les résultats suivants ont été obtenus : le groupe Auger *KLL* expérimental a pu être décomposé au maximum en six raies alors que la théorie prévoit neuf raies pour les éléments de *Z* moyens, ce qui peut-être expliqué par la faible intensité de quelques-unes de ces raies. Les déterminations expérimentales d'énergie sont en excellent accord avec la théorie. Le rapport KLX/KLL varie avec *Z* contrairement aux calculs simplifiés de Pincherle.

Le spectre Auger *L* très difficile à atteindre offre une grande complexité. Sa décomposition en groupes de raies correspond à la répartition théorique des vacances L_{I}, L_{II}, L_{III}. Deux valeurs de ϖ_L pour $Z = 70$ et $Z = 56$ ont été déterminées.

Abstract. — The measurements were made on three nuclides ^{170}Yb, ^{137}Ba and ^{99}Tc with a iron-free double-focusing spectrometer, Pre and post-acceleration of the electrons permitted the Auger *L* spectra to be studied.

We obtained the following résults : six Auger *KLL* lines have been found though the theoretical prediction for intermediate *Z* is nine lines which may be explained by the weak intensity of some lines. Experimental energies agree very well with theoretical ones. Tge ratio KLX/KLL varies with *Z*.

Auger *L* spectra were very complex. Two values of *L* corresponding to $Z = 70$ and $Z = 56$ have been détermined.

ÉTUDE DU SPECTRE GAMMA D'ÉMETTEURS DE COURTE PÉRIODE DE NOMBRE DE MASSE VOISIN DE 80

Par C. YTHIER et R. VAN LIESHOUT
Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam.

Résumé. — Le spectre gamma émis par ^{68}Cu (32 s), ^{70}As (52 mn), ^{81m}Se (61,5 mn) — en équilibre avec ^{81}Se (18,2 mn) —, ^{83}Se (25 mn) et ^{83}Br (2,3 h) a été mesuré par la méthode de scintillation. Les sources étaient produites à l'aide du synchrocyclotron par bombardement avec les neutrons rapides ou les deutérons. Divers rayons gamma nouveaux ont été trouvés et quelques relations de coïncidence ont été établies entre eux par la méthode de sommation dans le trou d'un cristal de 6,2 cm. Il résulte de ces investigations que le cuivre 68 se désintègre par l'intermédiaire du niveau de 2,32 MeV de ^{68}Zn, et qu'il excite probablement d'autres niveaux de plus haute énergie ; que le schéma de niveaux de ^{81}Br est beaucoup plus complexe qu'indiqué jusqu'ici ; et que le niveau de 566 keV de ^{83}Kr est alimenté dans la désintégration de ^{83}Br. Un niveau de 2,71 MeV, trouvé dans ^{83}Br, semble provenir d'une excitation collective octupolaire.

Abstract. — The gamma-ray spectra emitted by 32 sec ^{68}Cu, 52 min ^{70}As, 61.5 min ^{81m}Se (in equilibrium with 18.2 min ^{81}Se), 25 min ^{83}Se, and 2.3 h ^{83}Br have been measured with scintillation techniques. The sources were produced by fast neutron bombardment or deuteron bombardment in the synchrocyclotron. Various new gamma rays have been found, and coincidence relations have been established between some of them by the method of summing in the cavity of a 2.5 inch crystal. From these studies it follows that ^{68}Cu decays certainly through the 2.32 MeV level of ^{68}Zn and probably excites additional higher lying levels, that the level scheme of ^{81}Br is much more complicated than reported so far and that the 566 keV level in ^{83}Kr is also populated in the decay of ^{83}Br. A level at 2.71 MeV is found in ^{83}Br, which shows properties reminiscent of a collective octupole excitation.

Le spectre gamma des noyaux ^{68}Cu, ^{81}Se, ^{83}Se, ^{83}Br et ^{70}As, produits à l'aide du synchrocyclotron d'Amsterdam, a été étudié par la méthode de scintillation, avec un sélecteur d'amplitude à 100 canaux et un cristal de NaI(Tl) à trou, de dimensions 6,2 cm(Ø) × 6,2 cm.

^{68}Cu. — D'après Way e.a. [1], le rayonnement β de 3,0 ± 0,2 MeV [2] de ^{68}Cu (32 s) doit conduire à un niveau excité de ^{68}Zn, car la systématique [3] prévoit pour l'énergie de désintégration de ^{68}Cu une valeur de l'ordre de 4,8 MeV. Au-dessus de 900 keV, des gammas de 1 080, 1 240, 1 525, 1 720, 2 075 et (2 320) keV ont pu être observés dans le spectre de ^{68}Cu mesuré hors du trou, ainsi qu'un gamma de 2 320 keV dans le spectre mesuré dans le trou. La décroissance de ce rayonnement se fait bien avec une période de 30 ± 5 s. Plusieurs niveaux de ^{68}Zn [4] sont donc formés dans la désintégration de ^{68}Cu, notamment celui de 2 320 keV, qui se désexcite par une cascade 1 240 + 1 080 keV, comme l'a observé Horen dans la désintégration de ^{68}Ga [5].

^{81}Se. — ^{81m}Se (61,5 mn) a été produit par la réaction (98 %) ^{80}Se (10 MeV-d, p) et isolé chimiquement. L'analyse du spectre gamma de ^{81m}Se et de ^{81}Se (18,2 mn) en équilibre nécessite la soustraction d'un intense rayonnement de freinage dû à ^{81}Se. Il a fallu déterminer l'énergie β^- à l'aide d'un cristal de stilbène par comparaison du diagramme de Kurie du sélénium 81, de l'or 198 et du phosphore 32. La valeur trouvée, 1,60 ± 0,05 MeV,

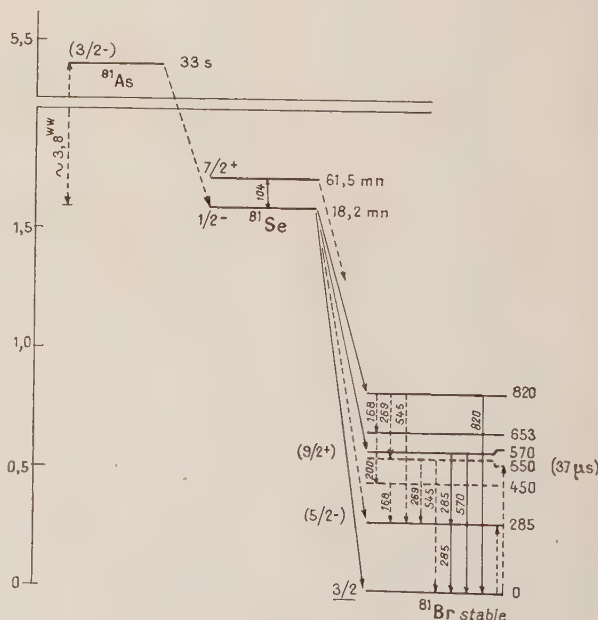


FIG. 1. — Schéma de désintégration de l'arsenic 81 (16) et du sélénium 81 (1).

est en meilleur accord avec la systématique de Way et Wood [3] que la valeur antérieure de 1,38 MeV [6]. Connaissant cette énergie et la forme

du spectre de bremsstrahlung de ^{32}P, il est possible de soustraire le rayonnement de freinage de ^{81}Se. La méthode d'analyse par soustractions successives mise au point par le Groupe de Spectroscopie d'Amsterdam [7] permet l'observation de gammas de 103, 168, (200), 269, 285, (400), 450, 545, 570, 653 et 820 keV. D'autres gammas encore sont présents mais ils n'appartiennent pas au sélénium 81 : leur énergie, leur intensité relative et leur période permet de les attribuer à ^{83}Se. La variation de la forme du spectre avec la géométrie (mesures effectuées à 10 cm, 0 cm et dans le trou) suggère l'existence de niveaux excités de ^{81}Br à 285, 570 et 820 keV, et probablement à 450, 545 et 653 keV. (*fig.* 1).

^{83}Br et ^{83}Se. — ^{83}Se (25 mn) a été produit par la réaction : (87 %) ^{82}Se (10 MeV-d, p) et isolé chimiquement. Tout le spectre gamma décroît avec une période de 25 mn, sauf des traces de ^{81m}Se + ^{81}Se, notamment le pic de 103 keV, et un pic de 525 keV, qui décroît avec une période de 2,3 h.

La présence d'un gamma de cette énergie n'avait pas été observée jusqu'ici dans la désintégration de ^{83}Br. Par contre, un gamma de 525 keV a été observé dans ^{83}Rb par Perlman e.a. [8], qui l'ont interprété comme provenant d'un niveau de 566 keV de ^{83}Kr. Ce niveau est donc formé également dans la désintégration de ^{83}Br.

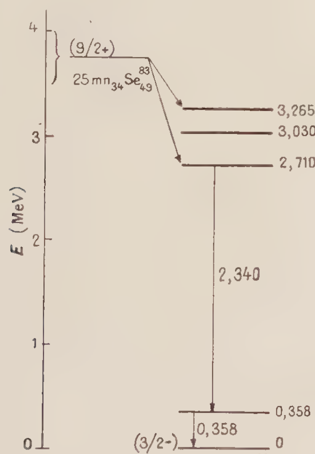


Fig. 2. — Schéma de désintégration sommaire du sélénium 83.

L'étude du spectre gamma émis par ^{83}Se a confirmé l'existence des gammas signalés par Cochran e.a. [9]. Celui de 830 keV est en réalité complexe (805 keV et 900 keV), et d'autres gammas (1 228 keV, etc.) ont été observés. L'existence d'un niveau de 2 710 keV se désexcitant par deux gammas en cascade de 2 340 keV et 3 58 keV est indiquée par la variation de la forme du spectre avec la géométrie (mesures effectuées à 10 cm, 4 cm, 0 cm et dans le trou) : Le pic de 2 340 keV, très intense dans le spectre direct, disparaît si la mesure est faite dans le trou, tandis que par sommation un pic de 2 710 keV augmente dans les mêmes proportions. Deux autres pics de sommation, d'intensité beaucoup plus faible, ont été observés à 3 030 keV et 3 265 keV. Ces expériences permettent d'élaborer un schéma sommaire de désintégration de ^{83}Se (*fig.* 2). Ce schéma est en contradiction avec celui proposé par Cochran e.a. [9]. Il suggère un rapprochement avec le cas du ^{74}Ga [10]. La forte alimentation par transition β^-, à partir de $^{83}Se(9/2+)$, d'un niveau aussi élevé de préférence aux niveaux de spin élevé de basse énergie (observés dans les autres isotopes du brome), d'une part, la transition intense de 2 340 keV vers le premier niveau à 358 keV, d'autre part, suggèrent un caractère collectif pour le niveau de 2 710 keV. L'énergie indique qu'il s'agit probablement d'une excitation octupolaire, qui, dans les noyaux de nombre de masse impair, doit être répartie sur plusieurs niveaux, dont certains de spin élevé. L'existence de niveaux correspondant à une excitation octupolaire dans un noyau de nombre de masse impair est en bon accord avec les expériences de Cohen [11] sur la diffusion inélastique anomale des protons.

Remarque sur les niveaux excités de ^{72}Ge. — Nous avons été amenés à étudier le rayonnement de l'arsenic 70 par l'observation d'une régularité très

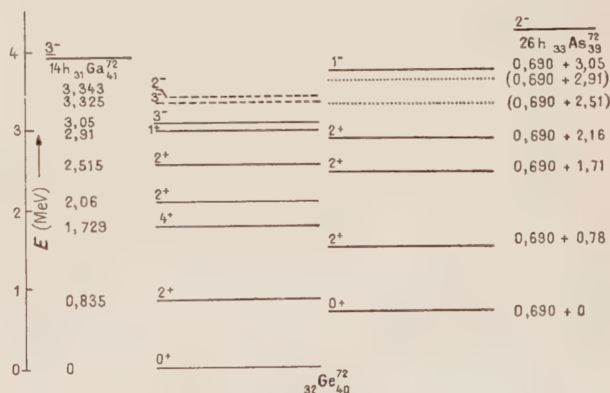


Fig. 3. — Classification des niveaux excités du germanium 72 en deux familles probablement de nature collective.

Les niveaux de 3 200 et 3 600 keV, indiqués en pointillé, n'ont pas été observés, mais leur absence peut s'expliquer par la proximité des niveaux de parité négative. Les niveaux indiqués en traits-tirets de la première série n'ont pas de correspondants dans la deuxième série, car ceux-ci auraient une énergie trop élevée.

curieuse dans la position des niveaux excités d'un noyau voisin, ^{72}Ge. Le schéma de niveaux du germanium 72 est connu depuis les travaux de Kraus-

haar e.a. [12] et de Brun e.a. [12] sur ^{72}Ga et ^{72}As. Il figure dans les *Nuclear Data Sheets* [1] de 1959 L'interprétation que nous en donnons est indiquée dans la figure 3 : Nous avons en effet observé que jusqu'à 3 MeV et peut-être au delà, ces niveaux peuvent être classés en deux familles probablement de nature collective, correspondant l'une au niveau fondamental 0+, l'autre au premier niveau excité de caractère 0+.

Il nous a paru intéressant d'examiner si cette observation peut être érigée en règle : « *Les premiers niveaux excités des noyaux pair-pair voisins d'une couche fermée peuvent être classés en familles de niveaux collectifs (vibrationnels) correspondant aux premiers états intrinsèques* ». Les premiers états intrinsèques sont évidemment des niveaux de spin 0 provenant du couplage de particules prises dans des états individuels.

Une conséquence de cette règle est que les noyaux qui lui obéissent doivent être caractérisés par l'équidistance de certains niveaux de même spin et parité : c'est ce que l'on observe dans le cas de ^{72}Ge où, par exemple, les niveaux (2+) de 835 keV et de 1 470 keV sont approximativement à la même distance l'un de l'autre que les niveaux (0+) de 0 et 690 keV. Un tel phénomène vient d'être observé aussi dans le cas de ^{16}O par Everling [13] et lui a suggéré la règle : « *L'énergie d'excitation du premier niveau 0+ des noyaux pair-pair se retrouve dans le schéma de niveaux de ces noyaux et des noyaux voisins comme différence entre niveaux de même spin et parité.* » Elle est en bon accord avec la règle énoncée plus haut à propos de ^{72}Ge.

^{70}As. — Ces prévisions théoriques, si elles sont valables, doivent s'appliquer au noyau ^{70}Ge, dont on connait le deuxième niveau 0+ situé à 1 210 keV [1]. Puisque le premier niveau 2+ est à 1 040 keV [14], on doit s'attendre à observer de nombreux gammas d'énergie voisine de 1 000 keV. Une analyse préliminaire du spectre gamma de l'arsenic 70 (52 mn), produit par la réaction (87 %) ^{70}Ge (25 MeV-d, 2n) et isolé chimiquement montre qu'il en est bien ainsi. Le gamma de 1 100 keV [15] est double (1 060 + 1 175 keV), et il existe d'autres gammas encore, notamment à 945 keV.

Ces expériences, exécutées dans le cadre du programme de la Fondation pour la Recherche Fondamentale (F. O. M.) ont bénéficié de l'appui de l'Organisation Néerlandaise de Recherche Pure (Z. W. O.).

BIBLIOGRAPHIE

[1] Way (K.), King (R. W.), McGinnis (C. L.), Lieshout (R. van), U. S. A. E. C., Report, TID-5 300, *Nuclear Level Schemes*, 1955 ; *Nuclear Data Sheets*, National Research Council, National Academy of Sciences, Washington, 1955.
[2] Flammersfeld (A.), *Z. Naturforsch*, 1953, **8a**, 274 ; Alford (W. L.), Handley (T. H.), Cohen (B. L.), Communication personnelle à Way (K.) e. a., Cf. réf. (1).
[3] Way (K.), Wood (M.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 119.
[4] Shull (F. B.), Elwyn (A. J.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 1667 ; Cohen (B. L.), Rubin (A. G.), Cf. réf. (11).
[5] Horen (D. J.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 572.
[6] Bergström (I.), Thulin (S.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1718.
[7] Cf. par exemple : Girgis (R. K.), *Thesis*, Amsterdam, 1959.
[8] Perlman (M. L.), Welker (J. P.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 81.
[9] Cochran (R. G.), Pratt (W. W.), *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 852.
[10] Ythier (C.), Schoo (W.), Schram (B. L.), Polak (H. L.), Girgis (R. K.), Ricci (R. A.), Lieshout (R. van), *Physica*, 1959, **25**, 694. Ythier (C.), *Thèse*, Paris, 1959 ; Cf. aussi, Eichler (E.), Marinsky (J. A.), O'Kelley (G. D.), Johnson (N. R.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1960, **II 5**, 10, B. 8.
[11] Cohen (B. L.), *Phys. Rev.*, 1957 ; **105**, 1549 ; Cohen (B. L.), Rubin (A. G.), *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1568.
[12] Kraushaar (J. J.), Brun (E.), Meyerhof (W. E.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 139 ; Brun (E.), Kraushaar (J. J.), Meyerhof (W. E.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 808 ; *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1795 A.
[13] Everling (F.), *Z. Naturforsch.*, 1960, **15a**, 84.
[14] Temmer (G. M.), Heydenburg (N. P.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 967 ; Sinclair (R. M.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1306.
[15] Butement (F. D. S.), Prout (E. G.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 357 ; Souch (A. E.), *Proc. Phys. Soc.*, 1955, **68A**, 760 ; Verkerk (B.), Aten (A. H. W.), Jr., *Physica*, 1952, **18**, 974.
[16] Ythier (C.), *C. R. Acad. Sc.*, Séance du 29 février 1960 ; Morinaga (H.), Kuroyanagi (T.), Mitsui (H.), Shoda (K.), *J. Phys. Soc.*, Japan (sous presse).

LE SPECTROMÈTRE A CRISTAL DE LA PILE EL 3

Par R. GENIN, R. JOLY, M. RIBRAG,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Description du spectromètre et en particulier du dispositif d'automatisme permettant de fixer sur bande perforée le programme complet d'une expérience.
Exploitation de l'appareil dans le cas de la mesure de la probabilité de tripartition de l'uranium-235 en fonction de l'énergie des neutrons.

Abstract. — The crystal spectrometer used at the EL 3 pile is briefly described. Preliminary measurements on the variation of the ternary fission versus the energy of the incident neutrons are reported.

Le spectromètre à cristal [1] a pour but, à partir du faisceau polychromatique de neutrons sortant d'une pile, de produire un faisceau de neutrons monocinétiques. Ce faisceau est obtenu par diffraction du faisceau polychromatique sur un monocristal tournant autour d'un axe vertical. Si θ désigne l'angle du faisceau incident et d'une famille de plans réticulaires verticaux (angle de Bragg), le faisceau réfléchi forme avec le faisceau incident un angle 2θ et contient des neutrons dont la longueur d'onde vérifie la relation de Bragg, c'est-à-dire pratiquement des neutrons d'énergie $E_{\text{eV}} = \dfrac{2{,}045.10^{-2}}{d_{\text{Å}}^2 \sin^2 \theta}$, où d est la distance réticulaire des plans choisis. Pour déterminer l'énergie des neutrons dans le faisceau réfléchi il faut mesurer, ou l'angle de Bragg θ, ou l'angle 2θ formé par le faisceau incident et le faisceau réfléchi. C'est la seconde solution qui a été adoptée car elle se prête mieux au fonctionnement automatique envisagé pour le spectromètre. Le spectromètre est donc constitué essentiellement par un goniomètre portant le cristal et un chariot, tournant autour de l'axe vertical du goniomètre, qui reçoit les détecteurs placés dans le faisceau réfléchi. Pour orienter le cristal et trouver une première raie réfléchie le porte-cristal peut tourner autour d'un axe vertical et autour d'un axe horizontal. Ces deux déplacements, commandés et mesurés à distance, ne sont utilisés que pour les réglages et pour le choix des plans réticulaires. L'ensemble du goniomètre est de plus animé d'un mouvement de rotation autour d'un axe vertical, asservi au mouvement de rotation du chariot : le cristal tournant d'un angle θ pour une rotation 2θ du chariot. Pour réaliser cette condition, un faisceau lumineux de direction fixe, après réflexion sur un miroir solidaire du cristal, est reçu sur deux cellules photoélectriques placées sur le chariot ; le servomécanisme en agissant sur la rotation du cristal maintient l'égalité d'éclairement des deux cellules. Pour rendre les mesures automatiques, il faut pouvoir imposer l'énergie des neutrons, c'est-à-dire la position du chariot, et pour chaque position pouvoir effectuer un certain nombre d'opérations, variables avec la mesure envisagée, telles que le choix du temps de comptage, le départ et l'arrêt automatiques des échelles, l'introduction ou le retrait d'un échantillon dans le faisceau, etc...

L'introduction des données du programme est faite sur une bande perforée, à cinq pistes. Ces données consistent en un angle exprimé en grades par cinq chiffres pour fixer la position du chariot et dans un certain nombre de chiffres (10 au maximum) chacun correspondant à un relais utilisé pour effectuer l'une des opérations citées. Quatre pistes sont utilisées pour perforer les indications numériques en code binaire, à raison d'une rangée de perforations par chiffre, la cinquième piste est utilisée pour distinguer l'ordre « position » de l'ordre « relais ». La bande est lue par un dispositif photoélectrique chiffre par chiffre ; par ailleurs la position du chariot est déterminée à chaque instant par l'intermédiaire d'un pignon roulant sur une crémaillère circulaire, solidaire du rail supportant le chariot, entraînant un codeur photoélectrique. Ce codeur traduit également, en code binaire, la position angulaire du chariot à partir d'une origine arbitraire. La comparaison de l'angle lu sur les codeurs et de l'angle affiché sur le programme donne naissance à un ordre de déplacement du chariot jusqu'à coïncidence des deux valeurs numériques. En réalité la coïncidence est réalisée successivement décade par décade, en terminant par la décade de plus faible poids avec une réduction progressive de la vitesse de déplacement du chariot. Quand la position correspondant à l'énergie choisie est atteinte, le dispositif d'automatisme, après avoir interprété l'adresse « relais », ferme l'un après l'autre les relais impliqués dans le programme.

Quand la durée fixée pour la mesure est écoulée, les échelles sont arrêtées, les relais sont remis dans la position repos puis les résultats numériques inscrits sur les échelles sont enregistrés en clair sur une machine à écrire. C'est le signal de fin

d'enregistrement qui fait avancer la bande vers le point de mesure suivant. Dans ce dispositif de programme il n'y a pas de limitation, ni sur le nombre de points de mesure, ni sur la valeur des angles, entre 0 et 100 grades. La précision de la position angulaire du chariot est de 5 milligrades (20 secondes d'arc environ). Les circuits utilisés ne comportent aucun tube électronique mais essentiellement des amplificateurs magnétiques et des circuits logiques magnétiques [2], ou « logimags », dont l'emploi est analogue aux relais mais avec l'avantage de ne comporter ni contacts ni pièces mécaniques mobiles.

Les premiers résultats obtenus en utilisant cet appareil se rapportent à l'étude de la probabilité de la fission ternaire, en fonction de l'énergie des neutrons. Le dispositif expérimental utilisé est constitué par une chambre d'ionisation à géométrie cylindrique pour la détection des fragments de fission. Le dépôt de ^{235}U enrichi est placé sur le cylindre intérieur qui constitue l'électrode collectrice polarisée positivement. L'autre électrode de cette chambre reliée à la masse est constituée par un cylindre de même axe que l'électrode collectrice ; elle est formée par une feuille mince d'aluminium telle que cette feuille arrête les fragments de fission et les particules α de radioactivité naturelle, en laissant passer une portion aussi grande que possible des particules alpha émises lors des tripartitions. Le spectre de ces particules [3] est sensiblement représenté par une courbe de Gauss, l'énergie la plus probable étant de 15 MeV et la largeur à mi-hauteur de 8 MeV. Les particules α de tripartition après traversée de la feuille d'aluminium sont détectées dans un compteur proportionnel. Ce compteur est constitué par 15 fils tendus suivant les génératrices d'un cylindre et portées à un potentiel positif, la feuille mince d'aluminium servant de cathode.

On enregistre simultanément le nombre de coups sur la chambre à fissions, le nombre de coups sur le compteur proportionnel et le nombre de coïncidences. La probabilité de tripartition est proportionnelle au rapport du nombre des coïncidences au nombre des fissions. Il y a environ une coïncidence pour 800 fissions.

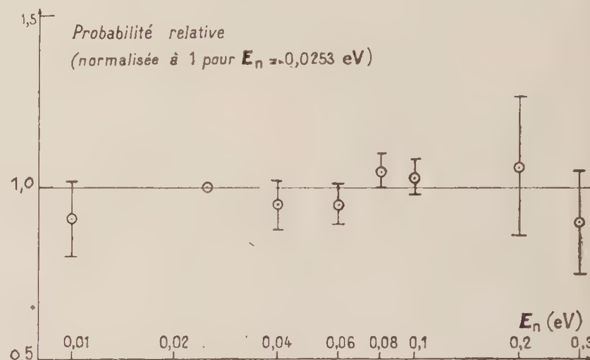


FIG. 1.

Dans la figure ci-contre est reproduit le résultat des mesures préliminaires effectuées dans le domaine 0,01 eV à 0,3 eV ; à la précision statistique obtenue jusqu'à présent qui est de l'ordre de 6 % pour les points à basse énergie et de 15 % pour les points à 0,3 eV, la probabilité de tripartition semble indépendante de l'énergie des neutrons. Ceci est en accord avec les mesures de Auclair [4] dans le même domaine d'énergie, et les mesures de Seppi [5] qui, elles, couvrent le domaine de 0,04 eV à 8 eV environ.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Construit par la société CARATOM et pour le dispositif d'automatisme par la Société d'Électronique et d'Automatisme.
[2] LHOMME et AURICOSTE, *Onde Électrique*, mars 1958, 217.
[3] FULMER (C. Z.), COHEN (B. L.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 370.
[4] AUCLAIR (M.), Proceedings International Conference on the neutron interactions with the nucleus, Columbia, 1957.
[5] SEPPI (E. J.), Nuclear Physics Research Quarterly Report, Handford Laboratories, H. W. 54 591, 1958, **13**.

ANALYSEURS TRANSFERT MULTIDIMENSIONNELS

Par A. PAGES,
Section de Physique Nucléaire à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'étude en corrélation de deux ou plusieurs grandeurs physiques nécessite de plus en plus des expériences longues et un appareillage électronique lourd à manipuler. C'est pour réduire notablement le temps d'expérience et faciliter le dépouillement des résultats que nous utilisons un analyseur enregistreur sur bandes magnétiques à deux voies de 63 canaux dont l'avantage essentiel est de conserver le paramètre temps.

La rationalisation des circuits logiques de transfert nous permet d'envisager favorablement l'étude et la construction d'un analyseur à n voies de 16 « digits » de capacité.

Abstract. — Spectrometric analysis depending on several parameters necessitates a large number of experiments. In order to diminish the working time, to increase the stability and the experimental possibilities we have investigated the problem of multidimensional analysis. A double 63 channel analyzer is working and we are in process of building another one with 16 or 32 digits.

Il est, à l'heure actuelle, très courant d'utiliser dans les expériences de physique nucléaire des ensembles d'analyse permettant d'obtenir une fonction de plusieurs paramètres. C'est ainsi que l'on effectue fréquemment des analyses de spectres d'énergie en fonction d'une autre énergie variable. Le temps de vol de neutrons ou la valeur d'un angle peuvent être également utilisés comme paramètres.

L'obtention de résultats dans ces expériences de corrélation est ainsi liée à une répétition de l'expérience en fonction de différentes valeurs d'un ou de plusieurs paramètres adoptés.

Par ailleurs, suivant la nature des paramètres utilisés, le type d'analyseur employé pour l'expérience peut être fondamentalement différent.

C'est dans le but de réduire notablement le temps d'expérience, d'augmenter le facteur stabilité en même temps que les possibilités d'investigation, que nous avons étudié le problème de l'analyse multidimensionnelle.

Par une rationalisation de la logique des circuits électroniques, nous avons pu obtenir la possibilité d'enregistrement simultané de plusieurs paramètres.

Un découpage en trois fonctions essentielles nous permet de n'employer qu'un seul type d'analyseur pour les expériences en énergie, en temps de vol, en fonctions angulaires, etc. Ces fonctions peuvent être ainsi définies : *a*) analyse ; *b*) transfert et conditionnement ; *c*) exploitation des résultats.

a) **Analyse.** — Le rôle de cette fonction est de classer la (ou les) grandeur(s) à mesurer dans un certain nombre de canaux dont le numéro d'ordre peut être exprimé par exemple sous la forme d'impulsions standards en numération binaire. Il faut noter ici que, dans un but de rationalisation, le langage utilisé en sortie des organes effectuant cette fonction peut être standardisé de façon que seul l'organe d'analyse change avec le type d'expérience.

b) **Transfert conditionné.** — C'est l'intervention de cette fonction qui permet d'effectuer une première opération de mise en mémoire des informations dans le langage standard obtenu en sortie des analyseurs proprement dits. Un point très important est à remarquer : la conservation du paramètre *temps*, ce qui nécessite l'intervention d'un tambour ou d'une bande magnétique. Cette dernière a été retenue par nous car elle a, sur le tambour, l'avantage d'être moins chère et beaucoup plus maniable pour une capacité nettement supérieure.

A la lecture, les informations enregistrées sont transférées à un organe de conditionnement, l'opération s'effectuant sur le même analyseur ou sur un autre ensemble de dépouillement.

C'est sur ce conditionneur que l'expérimentateur peut agir. C'est aussi à partir des différents conditionnements effectués successivement, mais à partir de la même manipulation fondamentale, qu'il est possible d'obtenir des résultats à plusieurs dimensions. Pour cela, il suffit de lire la même bande magnétique (à une vitesse très supérieure) pour chaque valeur paramétrique.

Le langage standard utilisé en sortie de la fonction analysée peut également être employé en sortie de la fonction transfert conditionné. Ce dernier point permet, pour des raisons de simplification éventuelle, de raccorder directement l'organe d'analyse à la troisième fonction qui est l'exploitation des résultats.

c) **Exploitation des résultats.** — C'est à ce dernier échelon que s'effectue par canal l'intégration des résultats correspondant au conditionnement réalisé. Les informations codées délivrées par

l'ensemble transfert-conditionnement sont ici délivrées en « clair » à l'expérimentateur.

Actuellement, nous utilisons pour assurer cette fonction une mémoire de 100 canaux à tores magnétiques.

Analyseur à deux voies de 63 canaux (*fig* 1). — Application à l'étude du schéma de désintégration de ^{95}Tc par coïncidence γ-γ (*fig.* 2).

Schéma coïncidence 200 keV - 570 keV,
200 keV - 810 keV.

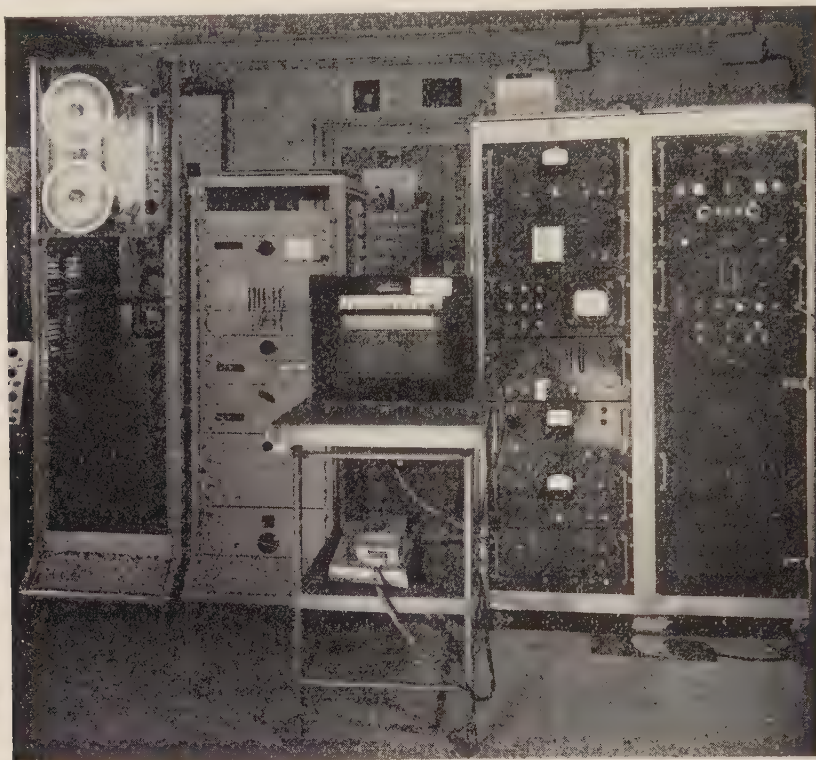


Fig. 1.

Par la méthode habituelle, l'analyse sur une seule voie est effectuée en fonction d'une seule bande d'énergie, d'où perte de temps à recommencer l'expérience autant de fois que l'on veut de valeurs du paramètre. Les facteurs temps et exigence de stabilité deviennent prohibitifs.

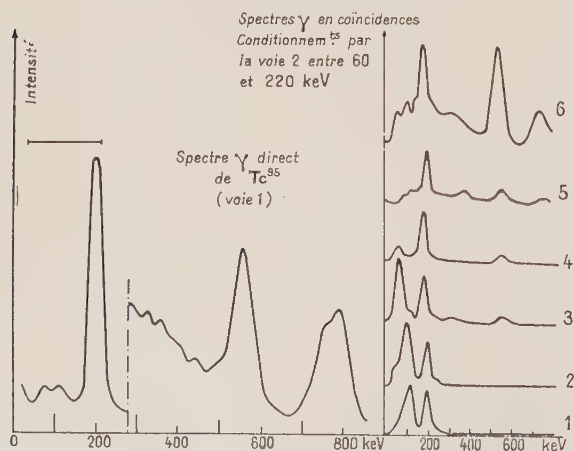


Fig. 2.

L'utilisation de l'analyseur ci-dessus a permis d'enregistrer simultanément toutes les énergies sur les deux voies.

On voit à gauche de la figure 2 le spectre direct et les « pics » des γ de 200, 570 et 810 keV.

L'enregistrement piloté par une coïncidence rapide a été dépouillé pour 32 bandes d'énergie contiguës de la voie conditionnante 1. A droite de la figure, on a représenté 6 courbes résultant sur la voie 2 des conditionnements 60 à 220 keV entourant le pic de 200 keV.

a) On voit sur les courbes 1 à 5 un pic à 200 keV (faible coïncidence avec le fond) et un « pic » à sa gauche qui diminue en amplitude lorsque l'énergie conditionnante augmente (il s'agit d'un phénomène de coïncidences Compton entre les deux détecteurs).

b) Lorsque l'énergie conditionnante approche 200 keV, on voit apparaître les « pics » 570 et 810 keV.

L'expérience d'enregistrement a duré 30 minutes, le dépouillement 1 jour et demi. Si cette expérience avait été effectuée suivant la méthode classique, un minimum de 10 jours aurait été nécessaire.

Des expériences (mesures de temps de vol de neutrons rapides) enregistrées auprès du Van de Graaff de 5 MeV, lues au dépouillement dans un local éloigné au moyen de cet ensemble analyseur seront ultérieurement publiées.

Par ailleurs, afin d'augmenter notablement les possibilités dans le domaine de la multiplication des paramètres utilisés, nous étudions un analyseur rationalisé à bandes magnétiques de 16 ou 32 digits de capacité totale.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 477.

IDENTIFICATION DES RAIES γ DE LA FAMILLE DE L'ACTINIUM A L'AIDE D'UN SPECTROMÈTRE A SCINTILLATIONS

Par G. WALTER et A. COCHE,
Département de Chimie Nucléaire, Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — Les raies γ caractéristiques des émetteurs de la famille de l'actinium ont été enregistrées à l'aide d'un spectromètre γ à scintillations. Les émetteurs suivants ont été étudiés : ^{211}Pb, ^{211}Bi, ^{223}Ra, ^{219}Rn, ^{223}Fr, ^{227}Th. Les particularités du dispositif expérimental sont brièvement indiquées.

Abstract. — Using a scintillation spectrometer, a study was made of the gamma-rays of members of the actinium family. Results are presented for : ^{211}Pb ^{211}Bi ^{223}Ra ^{219}Rn ^{223}Fr ^{227}Th. Particulars of the experimental apparatus are given.

Ce travail a été effectué avec un dispositif de spectrométrie γ à scintillations associé à un sélecteur à un canal. Ce dispositif a été adapté aux caractéristiques des émetteurs étudiés (notamment par l'emploi d'un sélecteur à bande automatiquement variable et de cristaux INa (Tl) de tailles différentes). L'enregistrement des spectres des émetteurs de période inférieure à 20 minutes a été effectué, soit en étudiant des corps en équilibre avec leurs ascendants radioactifs (par exemple ^{211}Bi en présence de ^{211}Pb), soit à l'aide d'un sélecteur à 100 canaux (^{219}Rn).

Les principales raies caractéristiques dont l'énergie a été mesurée figurent dans le tableau suivant :

^{211}Pb (actinium B)	827	keV ± 5 keV
	420	± 8
^{211}Bi (actinium C)	348	± 4
^{223}Ra (actinium X)	270	± 5
	156	± 4
^{219}Rn (actinon)	400	± 5
	270	± 4
^{223}Fr (actinium K)	310	± 10
	210	± 10
	80	± 4
	51	± 4
	15	± 3
^{227}Th (radioactinium)	240	± 5
	84	± 4
	47	± 4

Plomb-211. Bismuth-211. — Le spectre des deux émetteurs en équilibre avec leurs descendants a été enregistré dans deux géométries différentes. Avec un

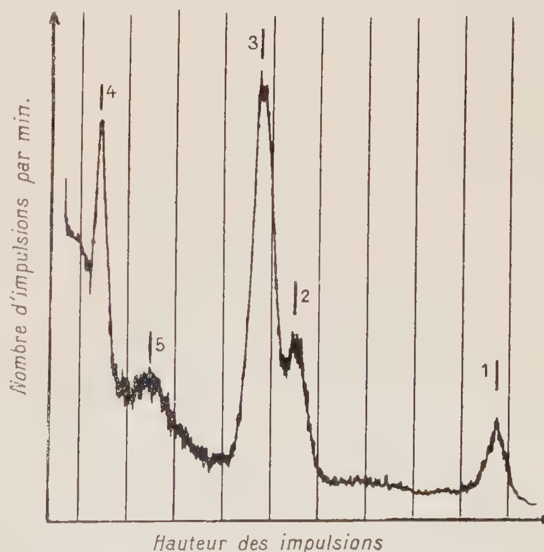


Fig. 1. — Spectres du dépôt actif de l'Actinium.
Actinium B $^{211}_{82}$Pb
Actinium C $^{211}_{83}$Bi

cristal INa (Tl) 2,5 cm × 2,5 cm, le spectre obtenu est celui de la figure 1. Il a été nécessaire d'utiliser le sélecteur d'amplitude du type à largeur de bande proportionnelle à la hauteur du seuil [1] pour permettre la mise en évidence de la raie à 830 keV de faible intensité de ^{211}Pb (pic n° 1). Deux raies à 405 et 425 keV correspondant à deux transitions en cascade ne sont pas résolues et sont représentées par le pic n° 2 tandis que le rayonnement de 350 keV du bismuth-211 se traduit par le pic n° 3. La raie n° 4 à 75 keV inclut les rayonnements X_k du plomb et du bismuth.

Le spectre des mêmes émetteurs, réalisé avec un spectromètre à absorption totale (cristal INa (Tl) du type « puits », 10 cm × 10 cm), est représenté sur la figure 2. L'énergie totale des deux

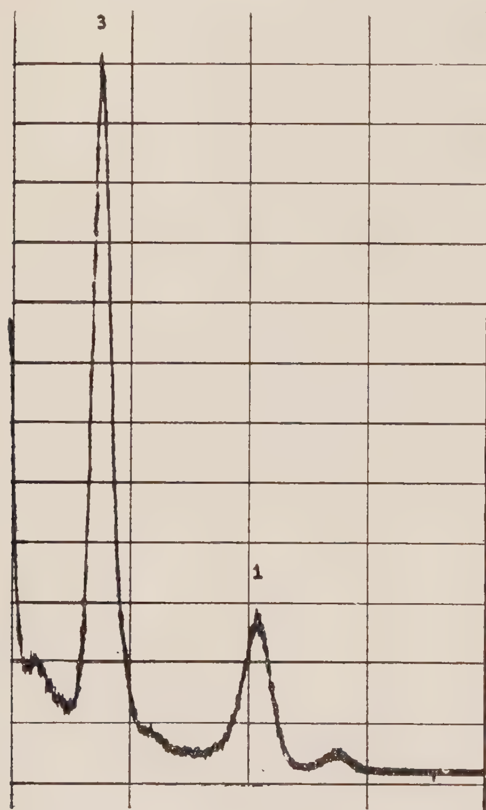


Fig. 2. — En abscisses, hauteur des impulsions. En ordonnées, nombre d'impulsions par minute.

transitions en cascade étant absorbée dans le cristal, on constate le renforcement de la raie à 830 keV et la disparition du pic n° 2 (405 et 425 keV). On remarque de plus l'apparition d'une raie supplémentaire à 1 070 keV.

Radium-223. — Cet émetteur a été encore étudié en équilibre avec ses descendants. Le spectre de l'ensemble de ces corps est représenté sur la figure 3. Les pics n° 1, 2 et 3 sont ceux déjà cités, ils appartiennent à ^{211}Pb et à ^{211}Bi. Le pic n° 4 (268 keV) peut être attribué à ^{219}Rn, comme il sera montré plus loin. Cependant, son intensité est incompatible avec le pourcentage d'actinon en présence et le schéma de désintégration proposé

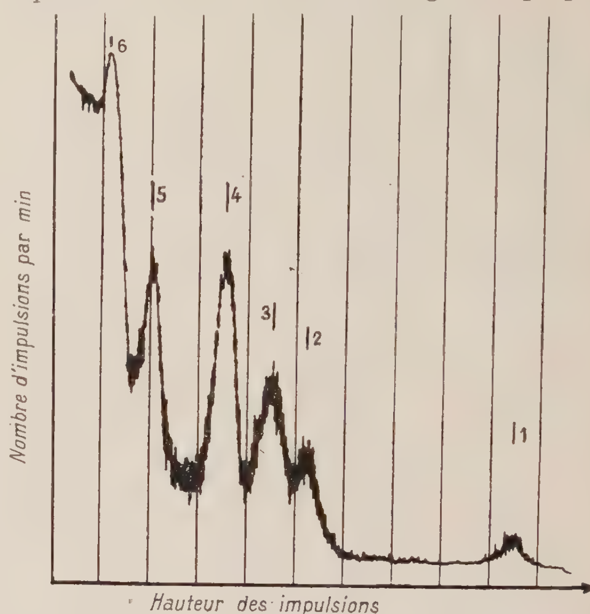


Fig. 3. — Spectre de l'Actinium X en équilibre avec ses descendants.

pour ce corps par Pilger [2] ; elle ne peut être expliquée que par une contribution de ^{223}Ra.



Fig. 4.

Le pic n° 5 représente la transition de 154 keV de ^{223}Ra.

Radon-219. — La source de ^{219}Rn, de période 3,9 secondes, a été obtenue par aspiration dans une enceinte vidée et condensation à la température de l'azote liquide.

Le spectre réalisé en 5 secondes à l'aide d'un sélecteur 100 canaux est représenté sur la figure 4. Nous avons trouvé, pour les deux raies, les énergies suivantes :

400 keV (pic n° 1)
et 270 keV (pic n° 2).

Le rayonnement X correspond à 86 keV.

Francium-223. — Le spectre de la figure 5 a été enregistré aussitôt après préparation de la source par voie chimique. Les pics correspondent aux énergies suivantes 210, 80, 51 et 15 keV. L'utilisation d'une géométrie à absorption totale (cristal de grandes dimensions) n'a pas permis de déceler une émission de raies en cascade, mais a mis en évidence un pic d'intensité très faible à 310 keV. Ces résultats sont en accord avec ceux de Hyde [3]. L'étalonnage du dispositif pour les raies de faible énergie a été fait à l'aide des raies X_K de différents éléments (I, In, Ta, Pb et Au) soumis au rayonnement de freinage des β^- de ^{90}Sr et ^{90}Y.

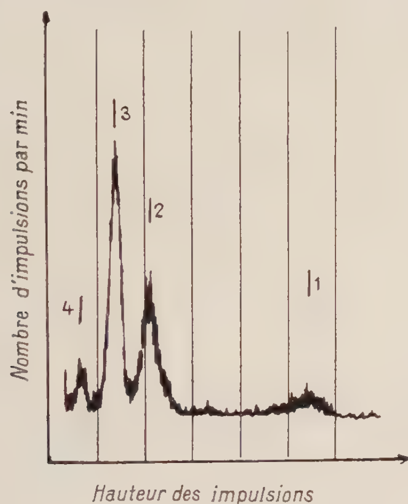


Fig. 5. — Spectre de l'Actinium K, $^{223}_{87}$Fr.

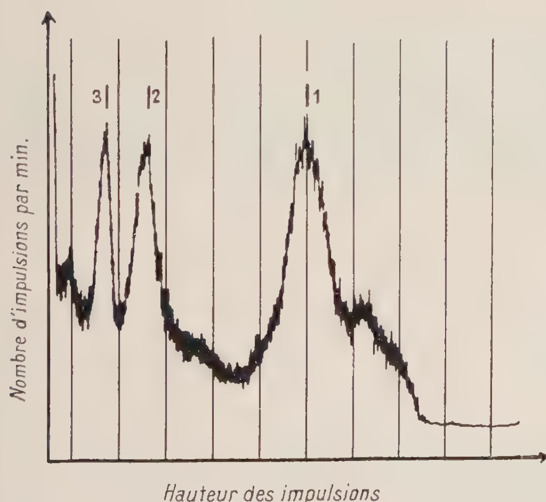


Fig. 6. — Spectre du Radioactinium, $^{227}_{90}$Th.

Thorium-227. — Le spectre de ^{227}Th correspond à un rayonnement très complexe et il n'est que partiellement résolu. On ne distingue que trois raies : 240 keV (pic n° 1), 84 keV (pic n° 2) et 47 keV (pic n° 3). En utilisant un cristal puits, on obtient par addition deux nouvelles raies (*fig.* 7) à 290 keV (pic n° 1) et 170 keV (pic n° 2).

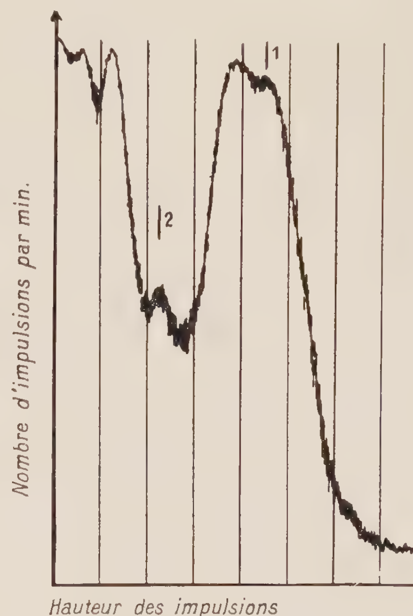


Fig. 7. — Spectre de Radioactinium, $^{227}_{90}$Th.

Les transitions de 240 et 47 keV émises en cascade ont été étudiées avec un dispositif de coïncidences par Pilger [2] ; elles expliquent la raie de somme à 290 keV. L'énergie de 170 keV semble correspondre à la somme 110 + 60 keV.

Ces résultats montrent dans quelles conditions on peut obtenir par spectrométrie par scintillations un certain nombre de raies caractéristiques des corps de la famille de l'actinium, raies qui peuvent être utilisées ensuite pour l'identification de ces radioéléments dans différents travaux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Astrom, *Nucl. Inst.*, 1958, **2**, 2, 117.
[2] Hyde (E. K.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1221.
[3] Pilger (R. C.), *Thesis*, 1957, Report U. C. R. L., 3 877.

SPECTROMÈTRE α A SCINTILLATION AVEC I Cs(Tl)

Par J. FLEURY, P. PERRIN, M. BOGE et J. LAUGIER,

Laboratoire de Physique Nucléaire,
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble et Faculté des Sciences de Grenoble.

Résumé. — Les caractéristiques des cristaux ICs(Tl) ont été déterminées pour leur utilisation en spectrométrie α : constantes de temps 0,7 μsec pour les rayonnements γ et les électrons, 0,40 et 0,72 μsec pour les particules α ; rendement lumineux pour les électrons 1 300 eV pour unphotoélectron (400 eV avec INa). On obtient une résolution limite de 2,5 % pour des particules α de 9 MeV.

Abstract. — In spectrometry with CsI(Tl) crystals the following characteristics have been observed; one only constant (0,40 μsec) for γ-rays and electrons, and one constant (0,40 μs) for α particles ; the light efficiency with electrons is 1 300 eV/photoelectron (400 eV with NaI). The best resolution in spectrometry α is 2.5 % with 9 MeV α-particles.

1. **Introduction.** — Au cours de l'étude de la distribution angulaire des réactions ^{7}Li (p.2α) et ^{6}Li (p.α) ^{3}He, nous avons mis au point des chaînes de spectrométrie α à scintillation de bonne résolution. Nous avons choisi l'ICs (T*l*) comme scintillateur en raison de sa facilité de manipulation (faible hygroscopie) malgré un rendement lumineux inférieur à celui de l'INa (Tl).

2. **Recherche du pouvoir de résolution optimum.** — 2.1. Préparation des cristaux. — Les cristaux bruts d'ICs (Tl) proviennent soit de Harshaw, soit de Larco, Leur épaisseur varie de 2 à 6 mm pour un diamètre de 2,5 cm. Ils sont montés directement sur la photocathode du P. M. Un cône réflecteur enduit de magnésie surmonte le cristal de façon à collecter le plus de lumière

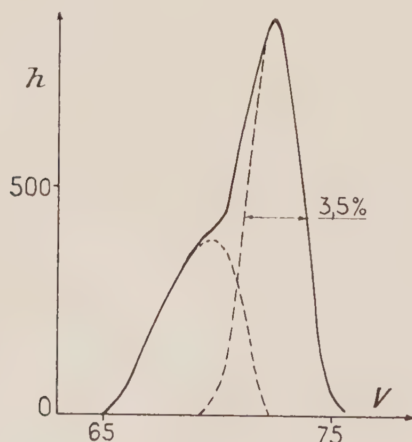


Fig. 1. — Dédoublement des pics dû à un polissage insuffisant.

possible ; lorsque l'épaisseur du cristal est supérieure à 3 mm, on dispose également un enduit de magnésie sur la tranche.

Le polissage joue un rôle prépondérant, en particulier pour la face recevant les α (*fig.* 1).

Nous utilisons actuellement un mélange d'oxyde de cérium et d'huile silicone.

Le cristal est ensuite nettoyé à l'aide de cyclohexanone.

2.2. Chaines de détection. — Ce sont des chaînes de spectrométrie classique, utilisant un sélecteur 200 canaux. Les photomultiplicateurs type 51 AVP sont sélectionnés pour l'homogénéité de leur photocathode. Ils donnent une résolution de 7,5 % pour le pic photoélectrique de Cs 137 ; en prenant pour critère la résolution de chaque P. M., la répartition des tensions interdynodes a été ajustée et une haute tension optima a été trouvée expérimentalement. D'autre part, il semble que le pouvoir de résolution passe par un minimum, lorsque la constante de temps du circuit de charge est égale à la constante de temps du scintillateur. Dans ces conditions, l'amplitude maximum de l'impulsion de sortie correspond au 1/3 des électrons collectés (*fig.* 2).

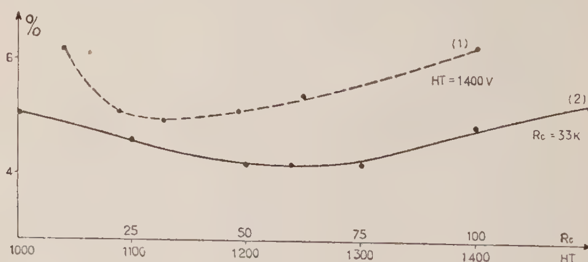


Fig. 2. — Variation de la résolution en fonction de la résistance de charge (1) et de la Haute-Tension (2).

2.3. Résultats. — Nous avons pu obtenir pour des α de 8 MeV une résolution de 2,6 % (*fig.* 3 et 4), avec un cristal Larco 2,5 cm $\times$ 2 mm.

Malheureusement, les résultats sont extrêmement variables d'un cristal à l'autre. Nous obtenons dans la plupart des cas une résolution comprise entre 4 % et 5 %.

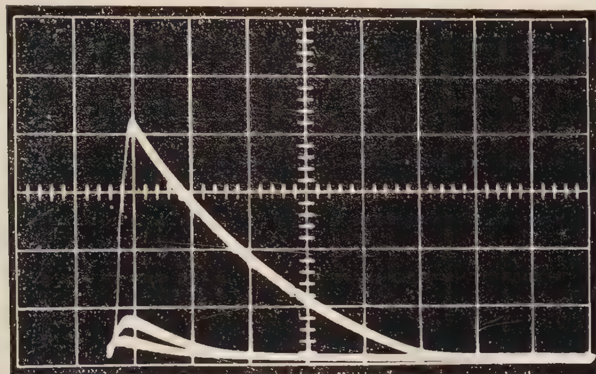
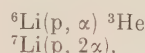


Fig. 3. — Spectre en amplitude, obtenu à l'oscillographe, des impulsions α et ^{3}He provenant des réaction snucléaires.



$^{6}Li(p, \alpha)\ ^{3}He$
$^{7}Li(p, 2\alpha)$.

A partir d'un cristal brut donnant 10 %, un polissage soigné permet d'obtenir 6 % à 7 %. Le réflecteur diminue ce chiffre de 1 %. Il est encore



Fig. 4. — Relevé au sélecteur 100 canaux du spectre des α et ^{3}He de la réaction $^{6}Li(p, \alpha)\ ^{3}He$.

possible de gagner 1 % environ en agissant sur la constante de temps de sortie et la Haute Tension du photomultiplicateur.

3. **Constantes de temps de l'ICs.** — 3.1. — Conditions expérimentales. — Nous avons utilisé une résistance de charge de 100 Ohms et observé la forme de l'impulsion aux bornes, à l'aide d'un oscilloscope rapide Ribet Desjardins, type « 204 A » de temps de montée propre 7 ns.

Nous avons étudié la loi de décroissance de ces impulsions après agrandissement photographique (*fig.* 5).



Fig. 5. — Loi de décroissance de l'impulsion de courant pour un cristal d'ICs (rayonnement α de 8 MeV).

3.2. Résultats obtenus. — Pour les rayonnements γ, une constante de temps de 0,70 μs. Pour les rayonnements α, une constante de temps de 0,4 μs. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Storey, Jack et Ward [3], mais par contre diffèrent nettement de ceux obtenus par von Sciver, et Hofstader [7], par Koch, Koechlin, Tréguer [5], et par Owen [4].

Nous avons pourtant utilisé une autre méthode qui consiste à chercher une résistance de charge telle que la constante de temps du circuit de charge soit égale au temps de montée de l'impulsion, lue à l'oscilloscope ; dans ces conditions, le temps de montée est égal à la constante de décroissance moyenne du cristal. Nous avons ainsi trouvé pour les α, la valeur de 0,42 μs, ce qui confirme les résultats trouvés par la première méthode.

Il est possible qu'il existe d'autres constantes de temps, mais la précision de la mesure permet d'affirmer qu'elles rentrent pour moins de 5 % dans la quantité totale de lumière émise.

4. **Rendement lumineux de l'ICs.** — 4.1. Conditions expérimentales. — Le rendement lumineux de l'ICs a été déterminé par rapport à celui de l'INa. Nous avons comparé, dans des conditions d'électronique identiques, et pour un même rayon-

nement, les amplitudes des impulsions avec INa et avec ICs.

Ceci n'est valable que dans le cas où l'amplitude de l'impulsion ne dépend pas de la constante de temps du scintillateur ; c'est pourquoi nous avons utilisé une capacité de charge de 1 000 pF, ce qui correspond à une constante de temps de 10^{-4} s.

4.2. Rendement en électrons. — Nous trouvons par cette méthode que le rendement en électrons de l'ICs est égal à 30 % du rendement de l'INa.

Ce résultat est valable dans la mesure où le rendement optique de cristaux de dimensions différentes, peut être comparé ; en fait, les diamètres étant identiques, seule l'épaisseur change, et passe de 1″ pour l'INa à 4 mm pour l'ICs ; mais en pratique l'ICs est utilisé essentiellement pour la détection α ; nous avons pensé qu'il était préférable de donner l'ordre de grandeur du rendement, pour des cristaux minces.

Nous avons essayé de déterminer l'énergie nécessaire dans le cas d'un rayonnement γ, pour que la photocathode émette un photoélectron ; nous avons d'abord effectué le calcul pour l'INa, en partant du pouvoir de résolution déterminé expérimentalement.

On a :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{d}{d-1}} \times \frac{1}{\sqrt{c}}$$

σ écart quadratique moyen ;
n nombre de photoélectrons ;
d coefficient moyen d'émission secondaire ;
c rendement de collection ;
E énergie du pic photoélectrique.

Si ΔE est la largeur totale à mi-hauteur du pic photoélectrique :

$$\sigma = \Delta E / 2{,}2 \mathrm{Log}_2 \simeq \Delta E / 2{,}36.$$

Si l'on suppose que, pour un « 51 AVP », d est voisin de 3,5, et c de 0,9, on obtient :

$$\Delta E / E = 2{,}90 \sqrt{n} / n$$

d'où ;

$$n = 8{,}4 \, (E / \Delta E)^2.$$

La valeur $\Delta E/E$, correspond à un pouvoir de résolution idéal, où à'interviennent que les fluctuations statistiques ; en réalité, il faut tenir compte de l'inhomogénéité de la photocathode et des variations de concentration locale en Tl ; ceci est mis en évidence au moyen de la figure 6, où un P. M., de très bonne qualité est monté avec un cristal INa non sélectionné nous voyons que la résolution réelle est encore de 3 % lorsque $E^{-1/2}$ tend vers 0 ; nous pensons d'après cette courbe que la résolution idéale, pour le pic photoélectrique de ^{137}Cs, et compte tenu de la sensibilité de la photocathode du P. M. utilisé, est de l'ordre de 6,5 %.

Dans ces conditions, il faut environ 400 eV par photoélectron. Les chiffres habituellement donnés dans la littérature de 500 à 1 000 eV) sont en général calculés en fonction de rendements énergétiques

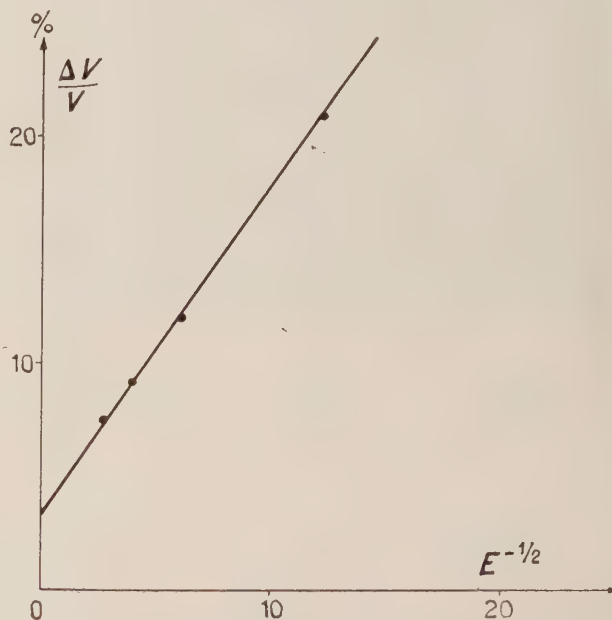


Fig. 6. — Variation du pouvoir de résolution en fonction de $E^{-1/2}$ (cristal INa).

moyens pour la photocathode et le cristal (40 uA/lumen et 8 %), et en supposant connu le rendement optique (50 %) ; la méthode que nous avons exposée semble plus rigoureuse. Elle a déjà été utilisée (8), les auteurs trouvaient de l'ordre de 600 eV/photon. Mais il faut remarquer que notre photomultiplicateur a une sensibilité de 70 uA/lumen, nettement supérieure à la moyenne. Si pour l'INa on trouve 400 eV pour un photoélectron, on trouve pour l'ICs, 400 × 3,3, soit

1 300 eV pour un photoélectron

4.3. Rendement en α. — L'expérience montre que le rendement en α, pour l'ICs, n'est pas linéaire

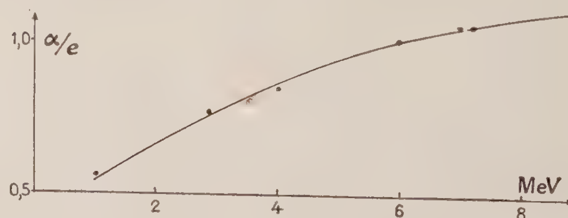


Fig. 7. — Variation du rendement α/e de l'ICs, comparé à une même énergie, en fonction de l'énergie des α.

en fonction de l'énergie. Nous sommes sur ce point en parfaite concordance avec Quinton [2]. La figure 7 montre les variations du rendement α de l'ICs, comparé à une même énergie.

5. **Conclusion.** — Les caractéristiques de l'ICs, au point de vue de ses rendements lumineux et de ses constantes de temps, permettent d'envisager son utilisation en spectrométrie α à haut pouvoir de résolution ; toutefois, les difficultés de polissage font que des résolutions inférieures à 3 % pour des α de 8 MeV ne sont obtenues qu'exceptionnellement.

Grâce à cette méthode, nous avons pu séparer les α des ^{3}He et des protons diffusés dans la réaction ^{6}Li (p, α) ^{3}He.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Peck, Eulank, Lowe, Response of CsI (Tl) to p, d, and α particles, *R. S. I.*, 1959, **30**, 8, 703.

[2] Quinton, Anderson, Knox, Fluorescent response of Cesium Iodide crystals to heavy ions, *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 4.

[3] Storey, Jack and Ward, The fluorescent decay of CsI(Tl) for particles of different ionisation density, *Proc. Phys. Soc.*, 1958, **72**, 1, 463.

[4] Owen, The variation of phosphor decay time with specific ionisation and its applications, *Colloque d'Électronique Nucléaire*, 1958.

[5] Koch, Koechlin, Mougin, Treguer, Nouvelles études sur les propriétés des scintillateurs organiques et inorganiques, *Colloque d'Électronique Nucléaire*, 1958.

[6] Souch and Sweetman, ICs Crystal mounting for high resolution particle detection, *R. S. I.*, 1958, **29**, 9, 794.

[7] Von Sciver, Hofstader, Scintillations in thallium activated CaI_2 and CsI, *R. S. I.*, octobre 1951.

[8] Michalowicz (A.) et Bouchez (R.), Freinage interne et ionisation atomique accompagnant l'émission béta de ^{90}Y et Ra E, *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 7, 578.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 483.

MESURE ABSOLUE β PAR SPECTROMÉTRIE 4π A SCINTILLATION

Par E. COROMPT et R. BOUCHEZ

Centre d'Études Nucléaires de Grenoble et Faculté des Sciences de Grenoble.
Laboratoire de Physique Nucléaire.

Résumé. — Un spectromètre β à scintillation et à géométrie 4π a été mis au point, utilisant deux photomultiplicateurs 53 AVP et deux scintillateurs de polystyrène activé, opérant à — 20° (seuil total 8 keV). Le spectre β des éléments (^{90}Sr + ^{90}Y, ^{35}S, ^{32}P) est analysé par la méthode de la droite de Kurie, qui permet ainsi de reconstituer le spectre aux faibles énergies et de calculer le nombre d'électrons mous cachés dans le bruit de fond. Théoriquement cette méthode permet une mesure absolue à 1 % près. Elle peut d'ailleurs être améliorée par abaissement du seuil (choix des P. M., utilisation de scintillateurs à plus grand rendement lumineux) et par la méthode des coïncidences qui diminuera le bruit de fond ; la difficulté n'est pas dans la mesure physique mais dans la manipulation de la radioactivité de l'élément.

Abstract. — A 4π β scintillation spectrometer has been constructed with two P. M., 53 AVP and two activated polystyrene scintillators operated at — 20 °C. The β spectra of ^{90}Sr + ^{90}Y ; ^{35}S, ^{32}P are analysed by the method of the Kurie plot which enables one to reconstitute the spectrum at low energies and to extrapolate the number of soft electrons in the background. Theoretically this method gives an absolute measurement with 1 % precision. It can however be improved by lowering the threshold, selecting the P. M., by the use of scintillators with a better luminescence yield and by the method of coincidences which reduces the background.

I. **Introduction.** — La méthode 4π est celle qui permet d'étalonner les émetteurs β avec la précision la plus grande. Elle est largement appliquée au C. E. N. Saclay par Grinberg et Le Gallic qui utilisent un compteur G. M. à géométrie 4π. Au National Bureau of Standards un compteur 4π proportionnel est utilisé depuis 1950 (Seliger, 1951 ; Man, 1953; Seliger, 1954) puis un compteur 4π à scintillation (cristal) fut également utilisé (Smith, 1956) pour l'étalonnage des émetteurs β.

Au Royal Hospital à Londres la méthode 4π à scintillations est aussi utilisée mais avec des liquides (Belcher, 1953).

La méthode par scintillation a l'avantage de pouvoir étalonner directement des sources plus intenses, les impulsions des compteurs à scintillations pouvant être au moins rendues 100 fois plus brèves que celles des compteurs G.M. ou proportionnels ; on est limité du côté électronique par la résolution des échelles de comptage par exemple

vers 10^{-7} s. Toutefois c'est encore un facteur 10 que l'on peut gagner par la méthode par scintillations. En outre un second avantage se trouve dans la densité plus grande du cristal (ou du liquide) par rapport au gaz des compteurs G.M. ou proportionnels, ce qui permet de détecter avec une plus grande efficacité les éléments se désintégrant par capture électronique, d'où une méthode utile d'étalonnage de ces radioéléments. Par contre un grand désavantage de la méthode par scintillation sur la méthode G.M. ou proportionnelle à gaz se trouve dans la détection des électrons mous, le seuil de détection d'un compteur proportionnel à gaz est 0,2 keV, celui d'un compteur à scintillation pour le polystyrène (par exemple) est environ 30 keV. Pour rendre efficace la méthode 4π à scintillations plusieurs techniques ont été utilisées :

a) Refroidir les photocathodes des P. M. En opérant à — 6 °C, Smith (1956) abaisse le seuil d'un facteur 4 environ (7 keV). On peut encore abaisser la température mais on gagne assez peu, à — 15 °C nous avons obtenu un facteur 5.

b) Détecter les impulsions vraies en coïncidences, les impulsions de bruit de fond des deux PM étant indépendantes on peut ainsi atteindre (Smith, 1956) un seuil de l'ordre de 3 keV pour l'anthracène.

Cette technique des coïncidences est importante et doit de toute manière être utilisée en liaison avec l'effet de température.

c) Effectuer le spectre β des radioéléments pour calculer le nombre d'électrons perdus dans le bruit de fond. Cette méthode revient à construire non un compteur 4π mais un spectromètre 4π à scintillations.

Nous avons mis au point un spectromètre 4π à scintillation, avec un cristal plastique de polystyrène activé, utilisant la méthode de l'addition des impulsions (en conservant la proportionnalité), opérant à — 20 °C (seuil à 8 keV pour les deux PM).

La méthode a été essayée sur les éléments ^{35}S, ^{32}P et $^{90}Sr + ^{90}Y$ et peut donner une précision de l'ordre de 1 %.

La méthode peut encore être améliorée, en abaissant le seuil jusqu'à quelques keV, en lui ajoutant en parallèle la technique des coïncidences. Pour tester la méthode, il serait alors nécessaire d'effectuer une autre comparaison d'étalons primaires β, mais alors la difficulté dans les mesures de l'ordre du % se trouve dans la manipulation de la radioactivité des éléments à comparer.

II. **Description du spectromètre β 4π à scintillation.** — La géométrie 4π est réalisée en mettant la source soit directement sur le cristal, soit déposée entre deux feuilles de polystyrène ou de formvar de 40 $\mu g/cm^2$, entre deux scintillateurs de polystyrène activé au terphényl (2,5 %). Les impulsions lumineuses sont vues par deux PM 53 AVP accolés à chaque face libre des scintillateurs.

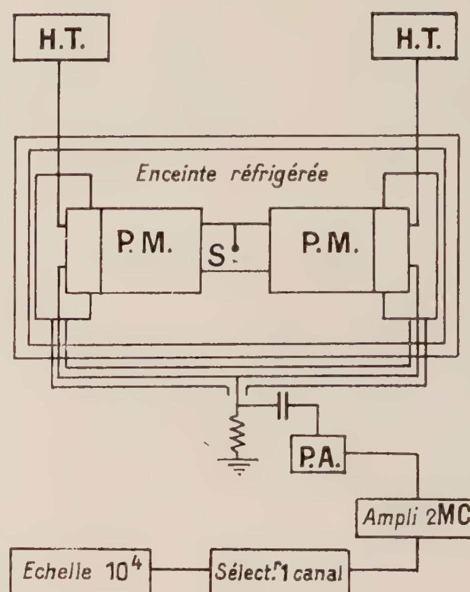


Fig. 1. — Schéma de principe du spectromètre 4π β à scintillation.

Les anodes sont mises en parallèle sur une même résistance de charge par l'intermédiaire de deux cables coaxiaux de façon que l'on n'ait qu'une impulsion électrique pour une même particule β. Les hautes tensions d'alimentation doivent être équilibrées convenablement pour que chaque PM fournisse une quantité de charges électriques proportionnelle au nombre de photons reçus par sa photocathode (même constante de proportionnalité finale pour les deux PM).

Au sortir du pré-amplificateur les impulsions passent successivement dans un amplificateur et dans un sélecteur d'amplitude à un canal. On étale généralement les impulsions entre 0 et 50 ou 70 volts et en déplaçant le canal, de 1 ou 2 volts de large, on peut reconstituer le spectre β.

L'ensemble formé par les scintillateurs et les deux PM est enfermé dans une enceinte réfrigérée pouvant atteindre — 20 °C.

III. **Essai en fonction de la température.** — Nous nous sommes proposés de refroidir les deux PM et leurs scintillateurs dans un double but.

3.1. Étudier les parties molles du spectre. — A cause d'un rendement lumineux environ 4 fois plus faible que NaI pour les rayonnements γ, les scintillateurs de polystyrène donnent des spectres β masqués par le bruit de fond thermique au-dessous de 20 keV à la température ambiante. Au contraire, comme nous le montre la figure 2,

un refroidissement à — 20 °C abaisse ce bruit de fond aux environs de 4 keV.

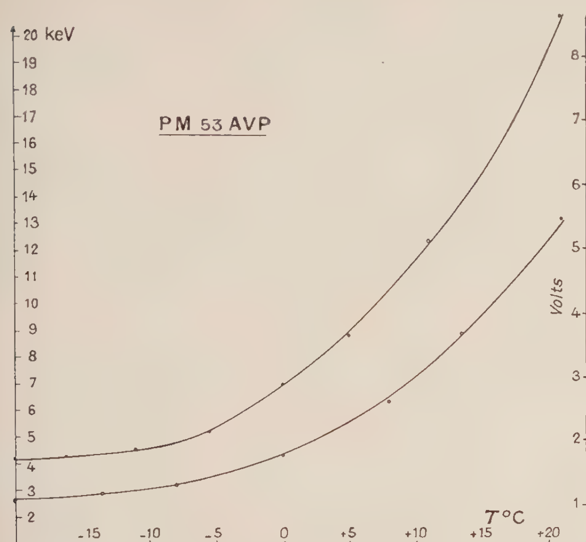


Fig. 2. — Bruit de fond en keV et en volts de 2 P. M., 53 AVP avec scintillateur de polystyrène en fonction de la température pour une impulsion par seconde (dans une bande de 2,5 keV).

3.2. Augmenter le gain. — Parallèlement à la diminution du bruit de fond thermique se produit un accroissement du gain. Accroissement dû en partie à une augmentation du gain du PM et en partie à un meilleur rendement lumineux des scintillateurs (Kinard, 1957; Laustriat, 1958).

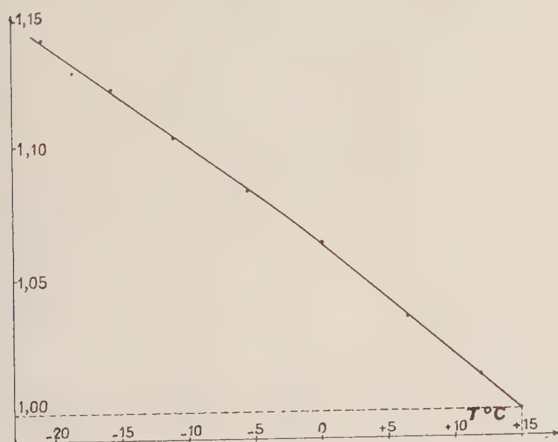


Fig. 3. — Déplacement de la raie de conversion (623 keV) du ^{137}Ba en fonction de la température. (P. M., 53 AVP scintillateur polystyrène). Coefficient de température = 0,39 %.

IV. **Essai en spectrométrie** β. — 4.1. Les deux PM doivent pour la spectrométrie satisfaire a une double condition. — *a*) avoir une bonne linéarité ; *b*) que cette linéarité se trouve sur des plages de haute tension telles que les gains des deux phototubes puissent être rendus égaux tout en restant suffisamment linéaires.

Cette sélection fut faite en montant des cristaux INa sur les PM et en utilisant comme référence d'énergie les pics γ du ^{203}Hg, ^{137}Cs, ^{60}Co. Nous avons ainsi trouvé deux PM dont la linéarité était d'environ 1,5 % autour de 1 400 volts et sur une bande d'énergie allant de presque 0 jusqu'à 1,33 MeV.

En remplacant les INa par des scintillateurs de polystyrène nous avons alors étudié les spectres suivants.

4.2. Étude du spectre β du ^{35}S. — Le mauvais pouvoir de résolution des scintillateurs de polystyrène provoque une déformation (Owen, 1950) des spectres. On peut apprécier cette déformation en étudiant l'étalement d'une raie de conversion γ ; celle du ^{137}Cs par exemple. Il est ensuite possible de corriger le spectre β afin de tracer la droite de Kurie.

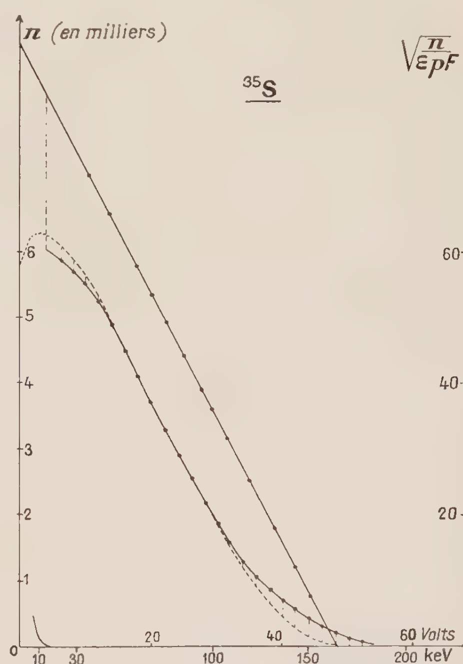


Fig. 4.

4.3. Étude du spectre β du ^{32}P. — On a fait la même étude pour le ^{32}P, le ^{90}Sr et ^{90}Y.

V. **Mesure absolue des émetteurs** β. — 5.1. — Principe de la méthode. — Nous étalonnons l'appareil avec une raie de conversion celle du ^{203}Hg de 193 keV pour le ^{35}S par exemple. Puis nous traçons le spectre et sa droite de Kurie. Celle-ci nous permet de reconstituer la partie

molle noyée encore dans le reste du bruit de fond thermique.

Une intégration par planimétrie nous parmet d'obtenir le rapport entre la surface du spectre S_1

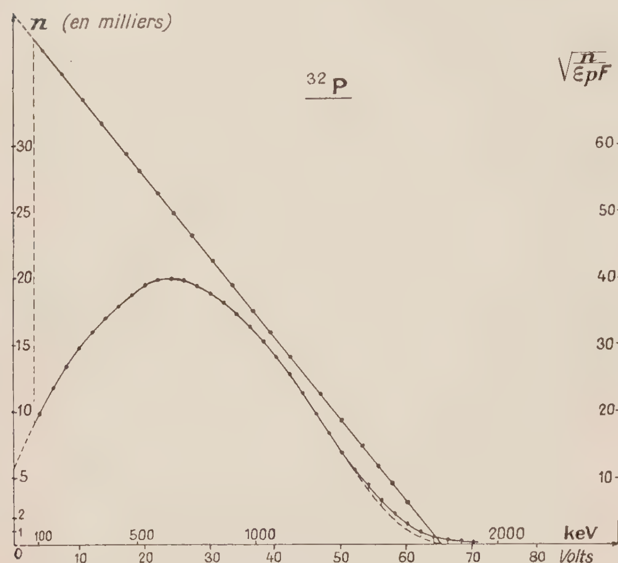


Fig. 5.

se trouvant au-dessus d'un seuil de 10 keV par exemple soit légèrement au-dessus du bruit de fond thermique, et la surface totale S.

Ensuite nous mesurons à l'aide d'un discriminateur dont le seuil préalablement étalonné correspond juste aux 10 keV précédents, et d'une échelle rapide, le nombre N_1 d'impulsions d'énergie supérieur à 10 keV. Ce nombre N_1 est éventuellement corrigé des pertes de comptage.

Le nombre total de désintégrations est alors

$$N_0 = N_1 \frac{S}{S_1}.$$

Cette méthode a l'avantage sur celle de Geiger-Müller 4π β de permettre de mesurer des sources de plus grande intensité ; et il sera possible avec un discriminateur et une échelle plus rapides de mesurer des sources encore plus intenses. Nous étudions actuellement une électronique plus rapide qui permettra de fonctionner à des taux de comptages plus élevés.

5.2. Étalonnage du ^{35}S. — On a utilisé en particulier trois sources de ^{35}S étalonnées à l'aide de la méthode 4π Geiger-Müller de Grinberg et Le Gallic au C. E. N. Saclay. Les résultats sont donnés dans le tableau I.

TABLEAU I

	C. E. N. 4M Geiger (Saclay)	4π scintillation (Grenoble)
1	0,0124	0,0125 ± 1,1 %
2	0,0120	0,0118 ± 1,1 %
3	0,097 ± 2 %	0,0976 ± 0,9 %

5.3. Étalonnage ^{32}P. — On a utilisé plusieurs sources mesurées préalablement avec une précision de 4 ‰ à l'aide de notre chambre d'ionisation (Guichard, 1960) (type P de Marie Curie mais remplie d'argon 2 kg/cm²).

TABLEAU II

^{32}P	Chambre d'ionisation	4π scintillation
1	0,55 μc ± 4 %	0,543 ± 0,5 %
2	0,49 μc	0,505 ± 0,5 %
3	0,107 μc	0,1089 ± 0,6 %
4	0,70 μc	0,710 ± 0,7 %
5	0,16 μc	0,1605 ± 0,6 %

TABLEAU III

^{90}Sr + ^{90}Y	Chambre d'ionisation	4π scintillation
1	2,61-2,58) μc ± 4 %	2,59 ± 0,9 %
2	(1,87-1,88, 1,87) μc	1,875 ± 0,8 %
3	(0,706-0,710-0,708) μc	0,704 ± 0,85 %

RÉFÉRENCES

Belcher (H. H.), *J. Sc. Instr.*, 1953, **30**, 286.
Guichard (Mme), *Thèse* de 3e cycle, Grenoble, 1960.
Kinard (F. E.), *Nucleonics*, avril 1957.
Laustriat (G.), Coche (A.), *J. Physique Rad.*, 1958, **12**, 727.
Man (W. B.), Seliger (H. H.), *J. Research B. B. S.*, 1953, **50**, 197.
Owen, Primakoff (H.), *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **24** (mai).
Seliger (H. H.), Carvallo (L. M.), *J. Research N. B. S.*, 1951, **47**, 41.
Seliger (H. H.), Schwebel (A.), *Nucleonics*, 1954, **12**, 54.
Smith (C. C.), Seliger (H. H.), Steyn (J.), *J. Research N. B. S.*, 1956, **57**, 251.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES SCINTILLATEURS LIQUIDES

Par G. LAUSTRIAT et A. COCHE,
Département de Chimie Nucléaire, Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — On a étudié l'influence de la température sur les scintillateurs liquides lorsque la fluorescence est excitée par un rayonnement nucléaire ou une radiation ultra-violette. En opérant, dans chaque cas, sur des solvants et des solutés différents, on a pu mettre en évidence un effet de température aux divers stades du transfert d'énergie du solvant au soluté et sur l'émission de fluorescence du soluté.

Abstract. — We have examined the effect of temperature on liquid scintillators when the fluorescence is excited by γ-rays or ultraviolet light. Operating, in each case, with various solvents or solutes, we have found an effect of temperature at different stages of energy transfer from the solvent to the solute and on the fluorescence of the solute.

Une application importante des scintillateurs liquides est leur utilisation à la détection des rayons β mous, opération pour laquelle on est souvent amené à refroidir le compteur pour diminuer le bruit de fond. Il est donc important de connaître les modifications apportées par la variation de la température aux caractéristiques du photomultiplicateur et du scintillateur. L'effet de la température sur le photomultiplicateur ayant été étudié précédemment [1, 2], nous exposerons ici les résultats obtenus sur les scintillateurs liquides.

Outre son aspect pratique, cette étude présente l'intérêt de fournir quelques renseignements sur le mécanisme de transfert d'énergie. On sait que dans les scintillateurs liquides, l'énergie du rayonnement nucléaire est d'abord cédée au solvant, dont les molécules sont portées dans des niveaux d'excitation électronique élevés, puis transférée au soluté. Comme l'énergie transférée correspond à celle du premier niveau d'excitation du solvant et comme ce transfert s'opère sur des distances relativement grandes, l'idée la plus communément admise [3] est qu'une grande partie de l'énergie initialement reçue par le solvant est dégradée sous forme de chaleur et d'énergie de vibration et que l'énergie résiduelle — celle du premier niveau — subit une migration au sein du solvant avant son transfert au soluté. Les autres théories, soit qu'elles impliquent une dégradation progressive de l'énergie d'excitation au cours d'une série d'émission et d'absorption de photons par les molécules du solvant [4], soit qu'elles admettent un transfert direct par résonance, sur de grandes distances, entre les molécules de solvant excitées et les molécules de soluté [5, 6] font également ressortir les trois étapes successives du processus : absorption de l'énergie par le solvant, transfert au soluté et émission de fluorescence de ce dernier. L'un des buts de ce travail était d'étudier l'effet de la température à chacun de ces stades.

Dispositif expérimental. — Le dispositif utilisé, constitué de deux enceintes isolées thermiquement, est du même type que celui utilisé précédemment [2]. La température de l'enceinte renfermant le photomultiplicateur est maintenue constante, tandis que celle où se trouve le scintillateur est modifiée grâce à une circulation d'air préalablement chauffé ou refroidi. La cuve de verre contenant le scintillateur liquide est recouverte de magnésie et comporte une fenêtre de quartz ; un ajutage permet une circulation d'azote et la température est repérée par une résistance CTN.

Les expériences ont été réalisées avec les différents solvants ordinairement employés dans les scintillateurs liquides (xylène, toluène, dioxane et phénylcyclohexane), le toluène utilisé dans les expériences où la température descend au-dessous de 0° C étant déshydraté par distillation sur sodium. Quant aux solutés, nous avons expérimenté les produits suivants : paraterphényl (TP), 2,5-diphényloxazole (PPO), 2-phényl-5-α-naphtyl oxazole (α NPO), 2-phényl-5-biphényl-oxadiazole (PBD), 1,4-d-i (2-phényl-5 oxazolyl)-benzène (POPOP) et 7-diéthylamino-4-méthyl-coumarine (DMC).

Tous les résultats rapportés ci-dessous ont été obtenus sur des solutions privées d'oxygène par passage d'un courant d'azote.

Excitation par un rayonnement nucléaire. — Dans une première série d'expériences, on a examiné l'influence de la température sur le rendement de différents scintillateurs liquides en excitant ceux-ci par un rayonnement nucléaire (rayons γ d'une source de ^{137}Cs).

La figure 1 montre, pour quelques solutions, la variation relative de la hauteur d'impulsion entre + 50 et — 40 °C, celle-ci étant posée égale à 100 à la température de + 25° C. Les courbes présentent un maximum situé aux alentours de

— 5 °C, le coefficient de température étant négatif aux températures supérieures à cette valeur et positif aux températures inférieures.

Si la variation du rendement dépend du soluté utilisé (elle est nettement plus prononcée avec le PPO qu'avec le PBD), elle ne dépend pas de sa concentration : on a en effet constaté que pour ces deux solutés, le coefficient de température

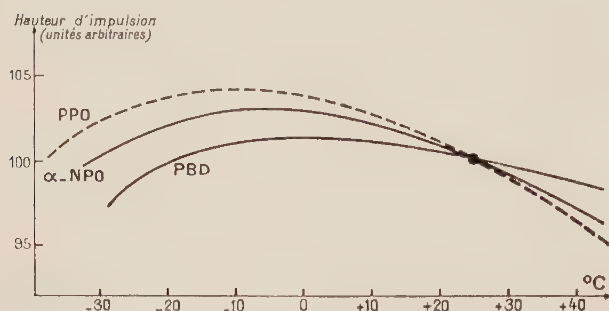


Fig. 1.

était identique pour des concentrations comprises entre 0,5 et 10 g/l.

La nature du solvant influe également sur l'effet de température, qui est beaucoup moins marqué pour le dioxane et le phénylcyclohexane que pour le toluène et le xylène. Dans le cas d'un mélange de phénylcyclohexane et de toluène, l'effet varie linéairement avec les proportions relatives des constituants. La viscosité du solvant — et sa variation au cours du refroidissement — n'est pas la cause des phénomènes observés : en effet, nous avons constaté des variations identiques pour une série de scintillateurs semblables (solutions de PPO dans le xylène), mais de viscosités différentes obtenues par adjonction au milieu de stéarate d'aluminium [7].

Excitation par une radiation ultra-violette. — Dans un autre groupe d'expériences, on a mesuré le courant de sortie du photomultiplicateur lorsque la fluorescence des solutions est excitée par une radiation ultra-violette. L'intérêt de cette technique est qu'il est alors possible d'exciter soit le soluté seul, en utilisant un solvant dénué de propriétés de transfert (alcool ou cyclohexane), soit le premier niveau des solvants efficaces, en choisissant la longueur d'onde de la lumière excitatrice de manière à ce qu'elle coïncide avec la première bande d'absorption du solvant. Dans ce cas, le phénomène observé correspond aux deux dernières étapes du processus de transfert d'énergie : le passage du solvant au soluté et l'émission de fluorescence de celui-ci.

L'effet de température sur l'émission de fluorescence du soluté a été étudié sur des solutions alcooliques. Les courbes 1 et 2 de la figure 2 indiquent les variations enregistrées pour des solutions de PPO et de PBD : elles montrent que l'effet de température est très faible et de coefficient négatif. Ces résultats sont à rapprocher d'observations identiques faites par Bowen [8] sur des dérivés de l'anthracène.

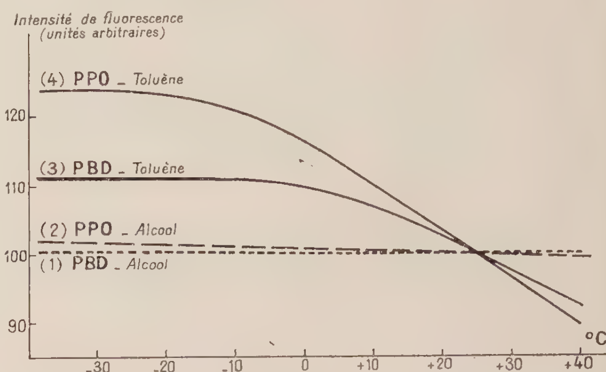


Fig. 2.

Lorsqu'on remplace l'alcool par du xylène ou du toluène, la plus grande partie de la lumière incidente est absorbée par le solvant et alors le transfert solvant-soluté a lieu. Les courbes obtenues dans ces conditions (courbes 3 et 4 de la figure 2) diffèrent nettement des précédentes : l'intensité de fluorescence — posée égale à 100 à + 25 °C — augmente notablement lorsque la température diminue, pour atteindre vers — 20 °C une valeur à peu près constante. De même que dans le cas de l'excitation par rayonnement nucléaire, l'effet de température est plus marqué avec le PPO qu'avec le PBD et, au cours d'expériences portant sur différents solvants, on a trouvé ici aussi des coefficients de température nettement plus élevés pour le toluène et le xylène que pour le dioxane et le phénylcyclohexane. La viscosité du solvant s'est révélée, par ailleurs, sans influence notable sur les variations observées.

Conclusions. — Il ressort des résultats précédents que la variation avec la température du rendement des scintillateurs liquides excités par un rayonnement nucléaire est assez faible. Les valeurs plus élevées indiquées par Seliger proviennent sans doute du fait que cet auteur les a obtenues en refroidissant l'ensemble du compteur et en attribuant au photomultiplicateur seul un coefficient de température positif [9].

Ce comportement des scintillateurs liquides semble par ailleurs résulter de plusieurs effets : l'un très faible et de coefficient négatif, qui se manifeste sur l'émission de fluorescence du soluté (*fig.* 2, courbes 1 et 2) ; l'autre plus important et de coefficient négatif, qui affecte le transfert d'énergie du premier niveau d'excitation électro-

nique du solvant au premier niveau du soluté (*fig.* 2, courbes 3 et 4) et qui correspond sans doute à la diminution, avec la température, de l'agitation thermique et des phénomènes inhibiteurs qui en résultent ; un troisième enfin, de coefficient positif, que l'on peut déduire de la comparaison des résultats obtenus selon que l'excitation de la fluorescence est due à un rayonnement nucléaire ou à une radiation ultra-violette absorbée par le solvant. Ce dernier effet se manifeste sans doute au cours de la première étape du transfert d'énergie et pourrait être dû à une variation de la probabilité de recombinaison des radicaux libres créés par le rayonnement à partir des molécules du solvant [3].

BIBLIOGRAPHIE

[1] LAUSTRIAT (G.) et COCHE (A.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 927.
[2] COCHE (A.) et LAUSTRIAT (A.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 719.
[3] KALLMANN (H.) et FURST (M.), *Liquid Scintillation Counting*, Pergamon Press. London, 1958, 3-22.
[4] BIRKS (J. B.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1567.
[5] FÖRSTER (Th.), *Fluoreszenz Organischer Verbindungen*, Vandenhoeck et Ruprecht, Göttingen.
[6] COHEN (S. G.) et WEINREB (A.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1956, B **69**, 593.
[7] FUNT (B. L.), *Nucleonics*, **14**, n° 8, 83.
[8] BOWEN (E. J.) et SAHU (J.), *J. Phys. Chem.*, U. S. A., 1959, **63**, n° 1, 4.
[9] SELIGER (H. H.) et ZIEGLER (C. A.), *Nucleonics*, 1956, **14**, n° 4, 49.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 489.

SUR LA MODIFICATION DES PROPRIÉTÉS DES AIMANTS PRODUITE PAR LES EFFETS DE BORD. CAS DES AIMANTS A CHAMP UNIFORME ET A GRADIENT DE CHAMP

Par R. BELBEOCH, P. BOUNIN et G. PROCA,
Laboratoire de l'Accélérateur linéaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Nous montrons que l'effet du champ de bord dans un aimant à entrefer constant est, très approximativement, le même que si l'aimant réel est remplacé par un aimant fictif parfait tel que $\int H(z)\, dz$, compté sur une perpendiculaire à une face, soit le même pour les deux aimants.

Ce résultat est généralisable au cas des aimants à gradient de champ, mais à partir d'expressions un peu plus compliquées. Nous généralisons à ces aimants la construction graphique de Cartan.

Abstract. — We show that the fringe field of a constant-gap magnet gives nearly the same effect as if the magnet is replaced by a fictitious magnet such that $\int U(z)\, dz$, measured along a line perpendicular to an entrance or an exit face, is the same for both magnets.

This result may be generalized to n-type magnets, but with rather more complicated expressions. We extend the Cartan graphical construction to these magnets.

I

Considérons un spectromètre magnétique dont l'entrefer est constant. Nous nous limiterons à l'étude des trajectoires dans le plan de symétrie. Si l'aimant créait un champ uniforme à l'intérieur, s'annulant brusquement lorsqu'on traverse le plan d'une face d'entrée ou de sortie, la trajectoire d'une particule serait un arc de cercle auquel se raccorderaient deux tangentes. En réalité, la décroissance non instantanée du champ lorsqu'on s'éloigne de l'aimant fait que la trajectoire ne se confond avec un cercle (O, r_0) que bien à l'intérieur de l'aimant. Il en résulte une modification des propriétés du premier ordre du spectromètre : position des foyers et des plans principaux, dispersion, etc... (voir *fig.* 1).

On peut montrer que, à une légère perturbation près, les propriétés de l'aimant réel, avec effet de bord, sont les mêmes que celles d'un aimant fictif parfait, sans effet de bord, dont les faces seraient situées en avant des faces réelles, à une distance telle que $\int H(z)\, dz$ soit le même pour les deux aimants lorsqu'on se déplace sur une perpendiculaire à une face (on suppose en première approximation que les lignes équichamp sont parallèles aux faces — leur courbure éventuelle n'introduit que des modifications du second ordre) (cf. [1]).

La trajectoire moyenne admet deux asymptotes à l'entrée et à la sortie de l'aimant. Elles sont parallèles aux parties rectilignes de la trajectoire théorique dans l'aimant fictif, et à une distance τ

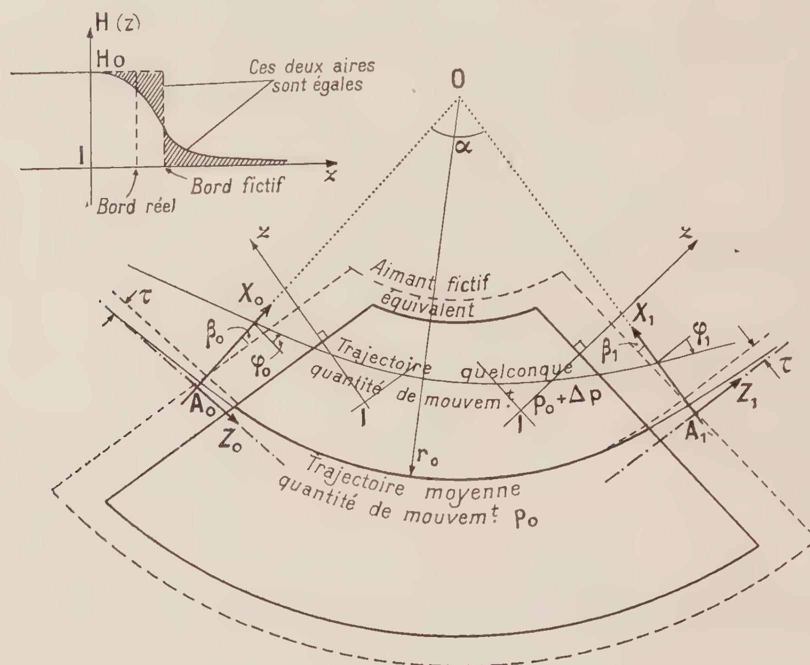


Fig. 1.

facile à évaluer et généralement très faible. Par rapport aux axes $(A_0 Z_0 X_0)$, $(A_1 Z_1 X_1)$ indiqués sur la figure 1 (A_0, A_1 = projections de O sur les asymptotes) on peut, en utilisant le formalisme matriciel [2-3], écrire pour la trajectoire d'une particule quelconque :

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ \varphi_1 \\ \dfrac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{\cos(\alpha+\beta_0)}{\cos\beta_0} & r_0 \sin\alpha & -r_0(1-\cos\alpha) \\ -\dfrac{1}{r_0}\dfrac{\sin(\alpha+\beta_0+\beta_1)}{\cos\beta_0\cos\beta_1} & \dfrac{\cos(\alpha+\beta_1)}{\cos\beta_1} & -\dfrac{\sin(\alpha+\beta_1)-\sin\beta_1}{\cos\beta_1} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_0 \\ \varphi_0 \\ \dfrac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix}.$$

Les angles β_0 et β_1 (angles d'« incidence » et d'« émergence ») étant positifs dans le cas de la figure.

On peut donc déterminer les propriétés du premier ordre de l'aimant réel en opérant sur l'aimant équivalent, et en particulier appliquer la construction de Cartan [1].

Nous avons évalué la perturbation : elle modifie principalement les termes dispersifs (ceux de la dernière colonne) leur variation relative étant sensiblement de l'ordre de τ/r_0.

Nous avons mesuré le champ $H(z)$ sur un spectromètre à gradient de champ dont l'entrefer moyen est de 6 cm. En admettant que la loi de décroissance soit la même que pour un entrefer constant, on trouve que : 1° le champ de fuite décroit beaucoup plus vite que ne le prévoient certains calculs théoriques faits dans des cas limites, en particulier [4] ; 2° la face fictive se trouve à 4,6 cm en avant de la face réelle, soit à (entrefer) × 0,76 ; 3° 3 mm $< \tau <$ 5 mm.

II

On peut songer à généraliser ces considérations dans le cas des spectromètres dont le champ ne serait pas uniforme mais présenterait un gradient (par exemple les spectromètres du type Siegbahn-Svartholm) [5].

Un tel spectromètre vient d'être mis en service au Laboratoire d'Orsay. Il a 57,5 cm de rayon moyen, 180° d'ouverture et peut déflecter des particules de quantité de mouvement pouvant atteindre 280 MeV/c. Sa construction a été décidée et surveillée par MM. G. R. Bishop, B. Boutouyrie et B. Milman, et il se révèle être un instrument

remarquablement précis. Il sera l'objet d'une publication incessante.

Nous avons déterminé avec un fluxmètre la carte du champ dans le plan de symétrie de la face d'entrée (*fig.* 2). Nous avons cherché s'il existe un aimant fictif équivalent. La réponse est affirmative mais la position de la face fictive n'est pas aussi simple à déterminer que dans le cas d'un champ uniforme :

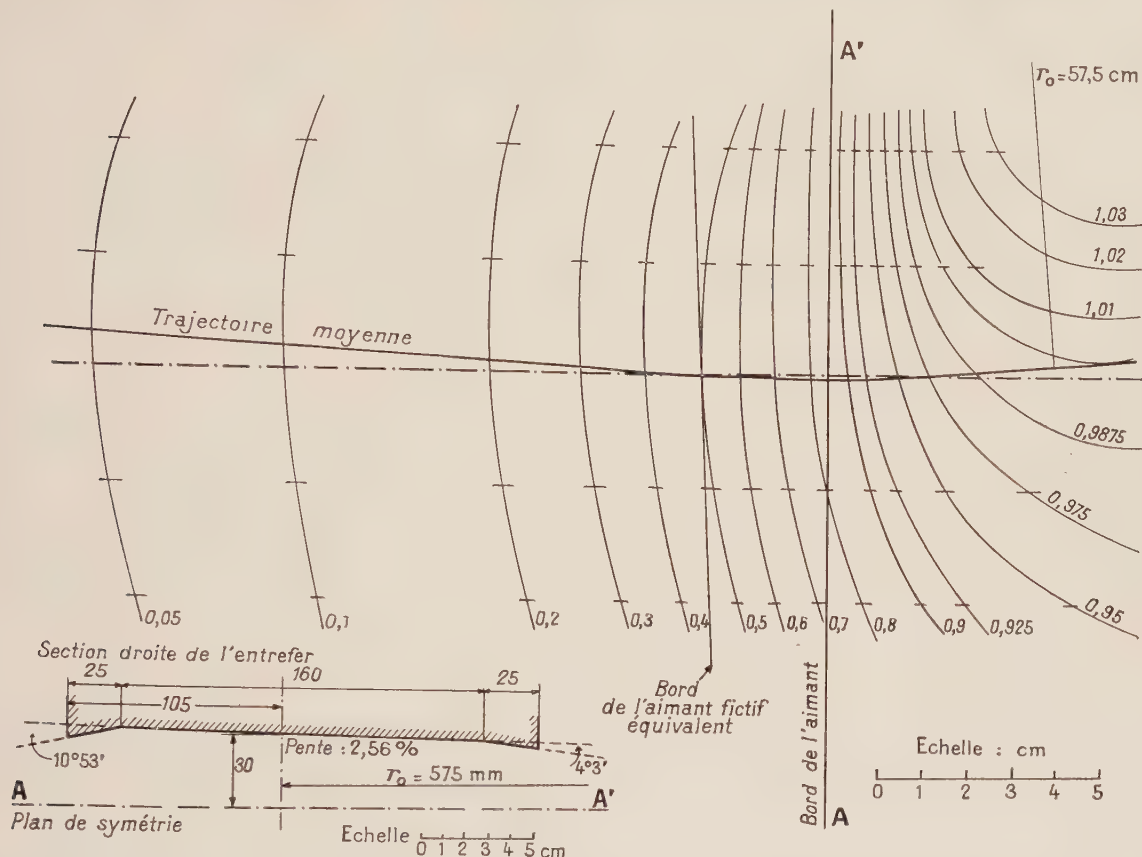


FIG. 2. — Lignes équichamp à l'entrée d'un spectromètre magnétique $\left(n = \frac{1}{2}\right)$. Le champ moyen vaut environ 10.000 Œ.

Rapportons-nous à un repère mobile lié à la trajectoire moyenne comme indiqué sur la figure 3. Le champ peut s'écrire :

$$H(s, x) = H(s)\left[1 + \frac{x}{r_0}\,n(s)\right].$$

A l'intérieur du spectromètre, n est constant et égal à 0,5. Hors du spectromètre, la fonction $n(s)$ ne peut être que grossièrement déterminée, car elle est liée à la connaissance des dérivées de H et les mesures du champ ne sont pas très précises, mais elle présente très certainement un coude (*fig.* 3) — ce qui contredirait l'hypothèse avancée dans [6].

L'équation différentielle d'une trajectoire quelconque rapportée aux axes sus-mentionnés s'écrit [2] :

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + f(s)\,x = 0 \quad \text{avec} \quad f(s) = \frac{H^2 - nH.H_0}{(H_0.r_0)^2}$$

$H_0.r_0$ = Rigidité magnétique de la particule.

On peut montrer qu'elle est peu différente de ce qu'elle serait dans un aimant parfait, tel que la fonction $f_1(s)$ correspondante satisfasse à :

$$\int_{-\infty}^{I} f_1(s)\,ds = \int_{-\infty}^{I} f(s)\,ds$$

et

$$\int\int_{-\infty}^{I} f_1(s)\,d^2 s = \int\int_{-\infty}^{I} f(s)\,d^2 s$$

(I étant un point pris dans la région où n est constant.) Ces deux conditions déterminent la longueur et l'angle d'entrée de l'aimant fictif équivalent. Dans le cas d'un aimant à entrefer constant, elles se ramènent pratiquement à la conclusion exposée dans I.

Les quelques mesures faites jusqu'à maintenant semblent confirmer l'existence d'un aimant fictif équivalent. La construction graphique de Cartan est généralisable (*fig.* 4) et elle permet de déterminer rapidement les principaux éléments du système.

L'image théorique donnée par l'aimant fictif coïncide, à 2 cm près, avec les résultats expérimentaux, et nous pensons pouvoir améliorer cette équivalence lorsque les mesures seront plus nombreuses.

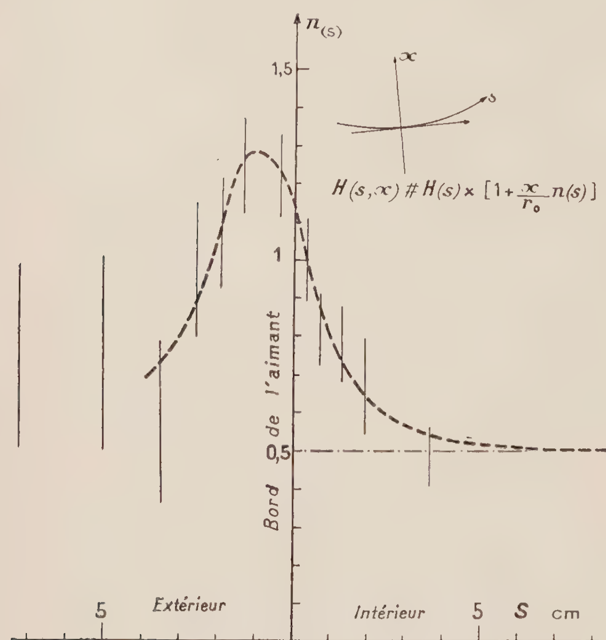


Fig. 3.

Nous tenons à remercier M. Halban, Directeur du Laboratoire, le Dr Karl Brown, de l'Université de Stanford, qui a suggéré ce travail, le Commissariat à l'Énergie Atomique et tous les travailleurs du Laboratoire d'Orsay pour l'aide qu'ils nous ont apportée.

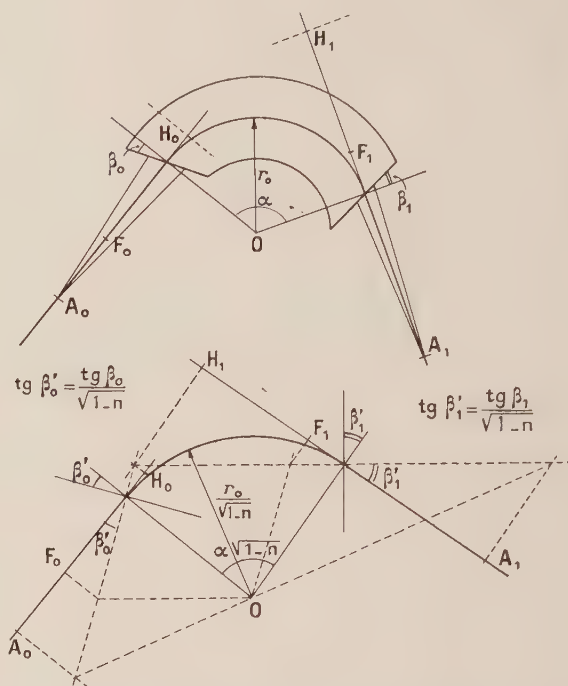


Fig. 4. — Généralisation de la construction de Cartan aux aimants à gradient de champ (avec construction des foyers et des plans principaux).

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cartan (L.), *J. Physique Rad.*, 1937, **8**, 453.
[2] Cotte (M.), *Ann. Physique*, 1938, **10**, 333.
[3] C'est Penner (S.), du N. B. S. de Washington, qui a introduit les termes dispersifs dans le formalisme matriciel.
[4] Coggeshall (N. D.), *J. Appl. Physics.*, 1947, **18**, 855.
[5] Siegbahn (K.) et Svartholm (N.), *Nature*, 1946, **157**, 872.
[6] Judd (D. L.) et Bludman (S. A.), *Nuclear Instr.*, 1957, **1**, 46.

CARACTÉRISTIQUES D'UN SPECTROMÈTRE β DU TYPE SIEGBAHN-SLATIS

Par P. DEPOMMIER, M. CHABRE, J. CRANÇON et H. VIALETTES,
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble et Université de Grenoble.
Laboratoire de Physique Nucléaire.

Résumé. — Un spectromètre type Siegbahn-Slatis a été mis au point. Ses performances ont été étudiées. Sa résolution maximum est de 0,5 % avec Th *B*. On obtient par ailleurs 3 % de transmission pour 1,5 % de résolution. Des raies et des spectres ont été tracés. La précision dans la forme des spectres semble pouvoir atteindre 1 %.

Abstract. — A long lens β ray Siegbahn-Slatis spectrometer has been tested. The best resolution found is 0.5 % with Th *B*. Under normal conditions we obtained 3 % transmission with 1.5 % resolution. We have studied conversion lines and continuous spectra. The accuracy in the spectrum shape may attain 1 %.

Un spectromètre LKB du type Siegbahn-Slatis [1] a été récemment installé dans notre laboratoire. Cet appareil comportant quelques améliorations par rapport aux modèles précédents, nous avons cherché à connaitre ses performances exactes.

Les modifications portent sur l'optique magnétique et sur des réglages supplémentaires ; au diaphragme central en iris, est adjoint, côté source, un second diaphragme dont la position et l'ouverture sont réglables de l'extérieur.

Réglages. — L'alignement optique a été obtenu en opérant avec une source ponctuelle : dépôt actif de thorium sur une pointe d'aiguille d'aluminium de 0,4 mm de diamètre, rigoureusement centrée sur le porte-source. Pour aligner le diaphragme central, nous avons cherché à obtenir exactement la même forme de raie (raie *F*) en renversant le sens du courant dans la bobine. Ce test est très sensible lorsqu'on travaille avec un diaphragme très fin (fente de 0,5 mm). Par contre, le centrage se révèle beaucoup moins important pour le premier diaphragme qui agit surtout sur la transmission.

Étalonnages, Résolution, Transmission. — Toutes les mesures précises sont précédées d'une démagnétisation qui s'effectue très simplement sur cet appareil. L'étalonnage en énergie a été fait avec les raies de Th, de ^{198}Au, ^{137}Cs. Pour le thorium, la linéarité est précise à $2 \cdot 10^{-4}$, de la raie A (24,5 keV) à la raie X (2 614 keV). Les raies des autres éléments se plaçaient avec moins d'exactitude sur la droite, mais les déviations étaient dues à l'épaisseur des sources et n'ont pas été retrouvées avec une source de ^{198}Au préparée par électro-déposition.

La meilleure résolution obtenue avec les sources ponctuelles de Th est 0,5 % pour la raie *F*. En se plaçant dans des conditions plus proches de la pratique, nous avons obtenu 0,8 % pour la raie *K* du ^{137}Ba, avec une source de Cs de 1,5 mm de diamètre préparée par évaporation d'une goutte de solution. Pour avoir une idée de la transmission, nous avons fait étalonner une source de ^{137}Cs par le Laboratoire de Mesures Nucléaires du C. E. N. G. Nous avons mesuré l'intensité de la raie *K* et nous

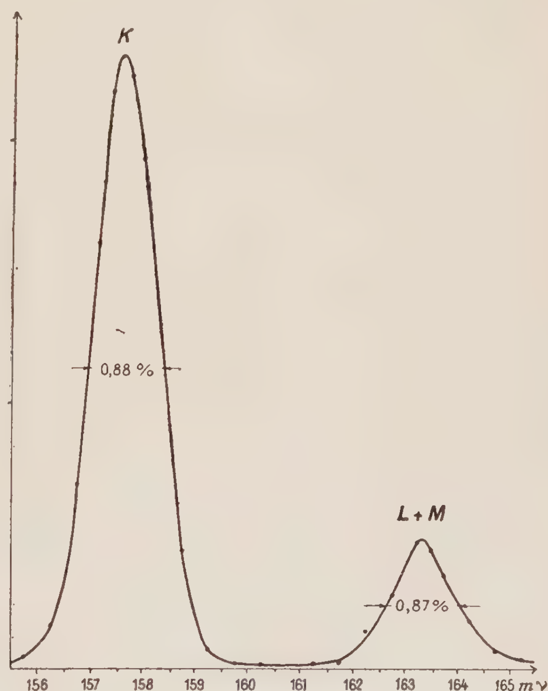


FIG. 1. — ^{137}Cs. Raies *K* et *L* + *M*
$K/(L + M) = 4,66 \pm 0,03$.

avons utilisé son coefficient de conversion (Strominger, 1958). La meilleure combinaison résolution-transmission trouvée est 3 % de transmission pour 1,4 % de résolution, avec une source de 1,5 mm de diamètre.

En pratique, la résolution est surtout commandée par le diamètre de la source. Avec des sources de 3 à 4 mm de diamètre on obtient difficilement mieux que 2 %. Le premier diaphragme doit être très ouvert, on gagne peu sur la résolution en le diminuant, et c'est au prix d'une forte baisse de transmission.

Comme application, nous avons mesuré le rapport de conversion $K/L + M$ de la raie de 661 keV du ^{137}Ba (*fig.* 1). On a trouvé

$$K/L + M = 4{,}66 \pm 0{,}03$$

résultat satisfaisant, la moyenne des mesures antérieures étant de 4,64. Nous avons aussi essayé de séparer les raies K, L et M de ^{198}Hg, mais avec les sources utilisées la résolution était insuffisante pour séparer complètement la raie M (*fig.* 2).

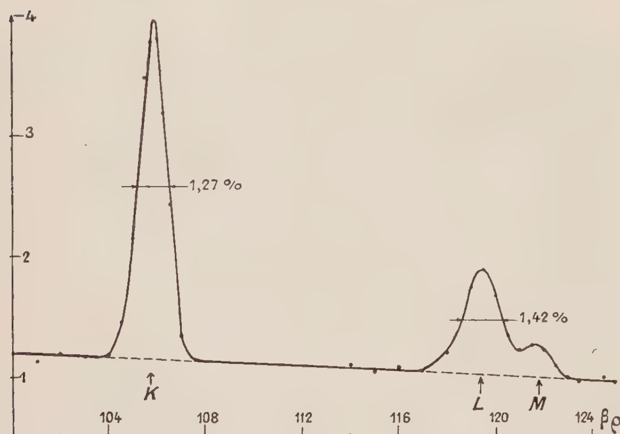


FIG. 2. — ^{198}Au. Raies K, L et M.

Étude de spectres β. — Nous avons tracé plusieurs spectres β connus pour déterminer la précision qui peut être atteinte sur les formes de spectre et pour savoir à partir de quelle énergie les déformations dues au compteur et à l'épaisseur de la source sont négligeables.

SPECTRE β DU ^{60}Co. — La transition principale est permise, et il y a une très faible transition (0,15 %) de 1,48 MeV. L'énergie maximum E_0 donnée par les tables [2], 312 keV est une moyenne de résultats compris entre 306 et 318 keV. Avec des sources préparées par électrodéposition sur support formvar 100 μg/cm² + Ni 5 μg/cm² nous avons trouvé, par la méthode des moindres carrés, $E_0 = 318$ keV en ne prenant pour cette détermination que les points d'énergie comprise entre 50 et 250 keV. Au-dessus de 250 keV on constate une traînée déjà signalée par d'autres auteurs [3] et partiellement due à des effets secondaires (électrons dus aux γ et spectre β de haute énergie principalement). Entre 50 et 250 keV les écarts à la forme théorique sont inférieurs à 1 % bien que les points inférieurs à 100 keV se ressentent déjà des effets de source (le cut-off du G. M. était à 12 keV) (*fig.* 3).

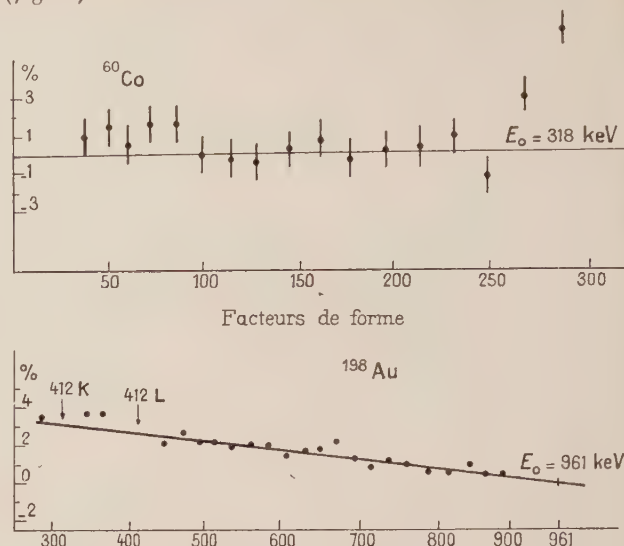


FIG. 3. — Facteurs de forme $\frac{1}{q}\sqrt{\frac{n}{p^2 F}}$ pour ^{60}Co et ^{198}Au.

SPECTRE β DE ^{198}Au. — Ce spectre d'énergie maximum 960 keV peut difficilement servir de référence. Nous l'avons étudié car il doit nous servir par la suite à étalonner notre montage en coïncidence. Il s'agit d'une transition $\Delta J = 0^-$, mais il y a un embranchement d'intensité mal précisée (~ 1,5 %) et d'énergie maximum 300 keV. De plus, les sources sont toujours contaminées par ^{199}Au, de période voisine et de $E_0 = 300$ keV. Ces deux corrections sont calculables, mais sans grande précision. Les corrections de résolution finie [4] ne sont sensibles qu'au voisinage de l'énergie maximum.

Nous avons fait cinq mesures, avec deux sources différentes. L'une était préparée par électrodéposition, l'autre par évaporation, leur épaisseur ne dépassait pas 10 μg/cm². Nous avons également fait varier la position de la source, donc l'étalonnage, et opéré avec les deux sens du courant dans le spectromètre.

Pour l'analyse de ces spectres nous avons utilisé les tables du National Bureau of Standards [5] avec corrections pour l'effet d'écran. Suivant la méthode proposée par Wapstra [6], nous avons fait varier le paramètre E_0 énergie maximum pour obtenir un facteur de forme linéaire par rapport à l'énergie.

La pente de la droite obtenue varie fortement avec E_0. La meilleure valeur semble être $E_0 = 961$ keV, ce qui donne une pente de 0,025, inférieure à celle trouvée par Wapstra.

Utilisation en spectrométrie à coïncidences β-γ. — Pour accroître les possibilités de l'appareil nous avons adapté une sonde γ destinée aux mesures en

coïncidences β-γ. Le système comporte une vanne à passage direct pour permettre l'introduction de la source et de la sonde sans casser le vide dans l'appareil. On utilise un cristal Harshaw de 2,5 × 1,25 cm, un guide de lumière de 30 cm et un 51 AVP de la Radiotechnique, blindé par 3 mm de mumétal. La résolution obtenue est de 12 % pour le pic de 661 keV du ^{137}Cs. Le montage d'un cristal d'anthracène à la place du G. M. est aussi prévu et en cours de réalisation, pour permettre des mesures en coïncidence à temps de résolution plus faible.

RÉFÉRENCES

[1] *Science Tools* (Stockholm), 1957, vol. **4**, n° 2, 20.
[2] STROMINGER (D.), HOLLANDER (J. M.), SEABORG (G. T.), *Rev. Mod. Physics*, 1958, **30**, 585.
[3] KEISTER (G. L.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 140.
[4] OWEN (G. E.), PRIMAKOFF (G.), *Phys. Rev.*, 1949, **74**, 1406 ; *Rev. Sci. Instr.*, 1950, **21**, 447.
[5] Tables for the analysis of beta spectra N. B. S., 1952, n° 13.
[6] WAPSTRA (A. H.), *Nucl. Phys.*, 1959, **9**, 519.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 21, MAI 1960, PAGE 495.

RÉALISATION D'UNE CHAMBRE A BROUILLARD DE WILSON AUTOCOMMANDÉE A PRESSION VARIABLE (ENTRE 1 cm Hg ET 76 cm Hg) D'UN TYPE NOUVEAU

Par T. YUASA,
Laboratoire de Physique Nucléaire d'Orsay,
Faculté des Sciences de Paris.

Résumé. — En vue d'étudier certains phénomènes concernant les particules chargées de faible parcours, on a construit une chambre à brouillard de Wilson autocommandée, qui peut fonctionner à très basse pression. La description de l'appareil et les données numériques caractéristiques de l'appareil à très basses pressions seront présentées.

Abstract. — With a view to studying phenomena concerning charged particles of very short range, a self-triggered cloud chamber with an adjustable pressure between 1 cm Hg and 76 cm Hg was constructed. Low pressure working characteristics of this chamber will be given.

En vue d'étudier certains phénomènes concernant les particules chargées de faible parcours, particulièrement les phénomènes liés aux atomes de recul lors de la désintégration des α ou des β, nous avons construit une chambre à brouillard de Wilson autocommandée [1] qui peut fonctionner dans un intervalle de pression comprise entre 1 cm Hg et 76 cm Hg.

Cette chambre est spécialement conçue pour satisfaire aux conditions suivantes nécessitées par le fonctionnement à une très basse pression et en autocommande : Compensation rapide de la force exercée vers le haut sur le piston-membrane due à la basse pression dans la chambre, instantanéité de déclenchement de la détente et rapidité de la détente du piston.

La première et la troisième condition sont satisfaites par l'action d'un ressort de compensation très fort (voir figure 1). La seconde, grâce à une soupape électromagnétique très rapide utilisée pour la sortie de l'air comprimé.

Il y a une autre condition à satisfaire pour qu'une telle chambre à basse pression et à autocommande puisse fonctionner : le programme dans le temps, « timing », des diverses opérations d'un cycle de détente doit être en effet précis. C'est pourquoi nous avons utilisé un système de commande entièrement électronique en évitant l'usage des microcontacteurs commandés par un moteur. Ce procédé permet en même temps une grande souplesse de réglage.

Nous avons pu ainsi réaliser une chambre à brouillard autocommandée à très basse pression. A titre d'exemple, nous montrons une trajectoire d'un rayon α émis du Po, prise par une caméra stéréoscopique spécialement conçue par nous [2] avec une pression finale de $\lesssim 1{,}5$ cmHg (air + H_2O) dans la figure 2.

Nous avons étudié certaines données numériques caractéristiques de cette chambre à une pression finale citée plus haut à l'aide d'une source de Poα et d'un compteur à scintillation d'anthracène dont

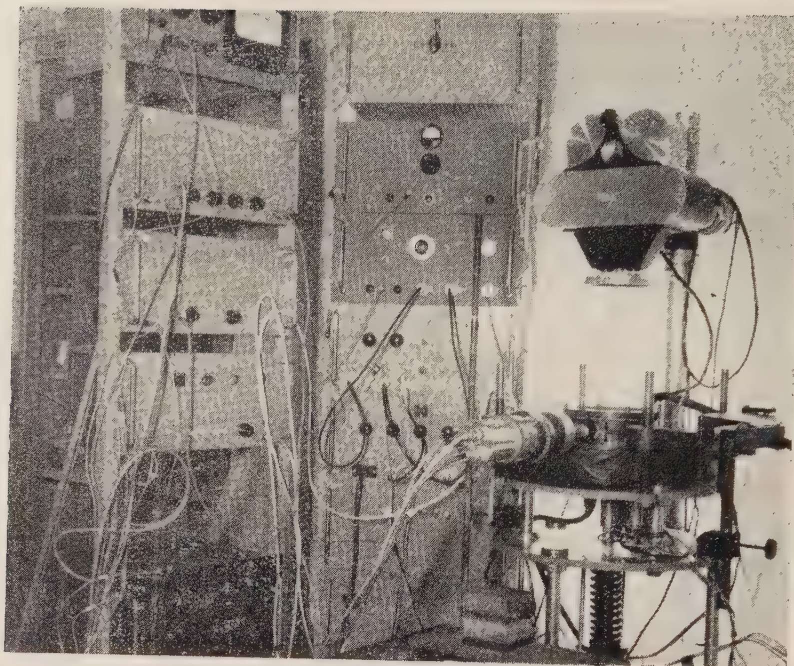


Fig. 1. — Ensemble de l'appareil.





Fig. 2. – Trajectoire d'un rayon α déclenchant la détente, indiquée par la flèche.

la fenêtre est couverte d'une feuille mince de mylar aluminisée introduite à l'intérieur de la chambre (voir figure 1) [3]. Les résultats sont donnés dans le tableau.

TABLEAU

Degré de détente V_2/V_1	Temps de détente en ms.	Temps de grossissement minimum des gouttelettes nécessaires pour la photo en ms.	Temps d'autocommande en ms.	Rendement d'autocommande %	Temps de résolution en ms.
—	—	—	—	—	—
1,8 ∼ 2,0	20	5 ∼ 10	25 ∼ 30	42	∼ 50

BIBLIOGRAPHIE

[1] Yuasa (T.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, suppl. au n° 3,58 A.
[2] Brevet CNRS, P. V. 795-776.
[3] Le détail de la réalisation du système électronique et les mesures des données numériques caractéristiques seront publiées ultérieurement en collaboration avec MM. G. Corbé et F. Reide dans le *J. Physique Rad.* (sous presse).

TABLE DES MATIÈRES

INDEX DES NOMS D'AUTEURS

LETTRES A LA RÉDACTION

VARIATION AVEC LA TEMPÉRATURE DES PROPRIÉTÉS THERMOÉLECTRIQUES DES SOLUTIONS SOLIDES Bi_2Te_3/Sb_2Te_3

Par Mme H. Rodot et M. G. Weill
Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide
Bellevue (S.-et-O.)

Parmi les thermo-éléments semiconducteurs de type p, les solutions solides de tellurure de bismuth et de tellurure d'antimoine (Bi_2Te_3/Sb_2Te_3) ont fait l'objet de plusieurs investigations [1], [2]. La référence [2] cite de façon plus étendue ces travaux.

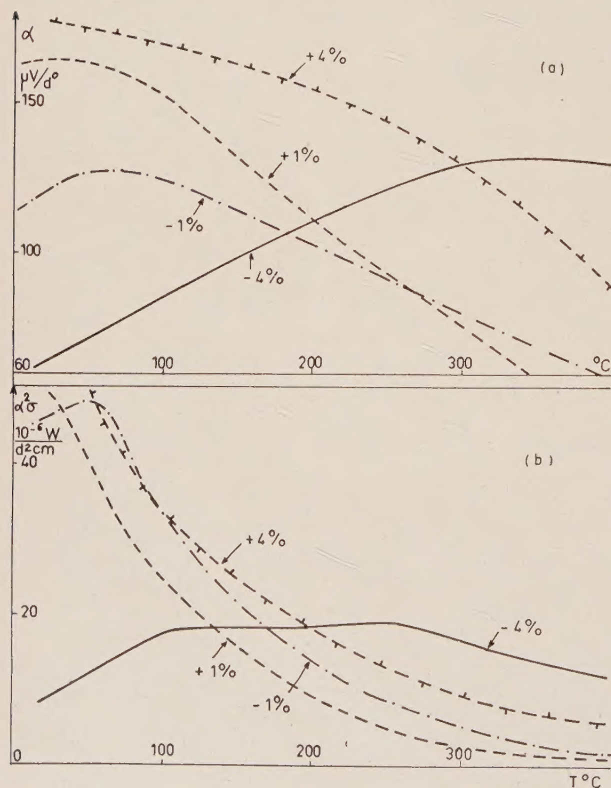


Fig. 1.

Nous avons indiqué, dans une publication antérieure [1], que la solution 30 % Bi_2Te_3/70 % Sb_2Te_3 (proportions en poids) présente des caractéristiques intéressantes.

Plus récemment, Smirous et Stourac [2] ont étudié une solution de composition très voisine (25 %/75 % en proportions moléculaires), mais contenant par ailleurs un excès de tellure de 4 % (en poids) par rapport à la teneur stoechiométrique.

Nous avons étudié des solutions solides 30/70 (en poids), contenant un défaut de tellure pouvant aller jusqu'à 4 % ou un excès de tellure pouvant aller jusqu'à 4 %. (Une seconde phase n'apparaît qu'au delà de ces limites.) Nous décrirons, en particulier, la variation des propriétés électriques en fonction de la température dans le domaine 300-800 °K.

Les résultats présentés ci-après concernent quatre compositions dont l'écart stoechiométrique en tellure

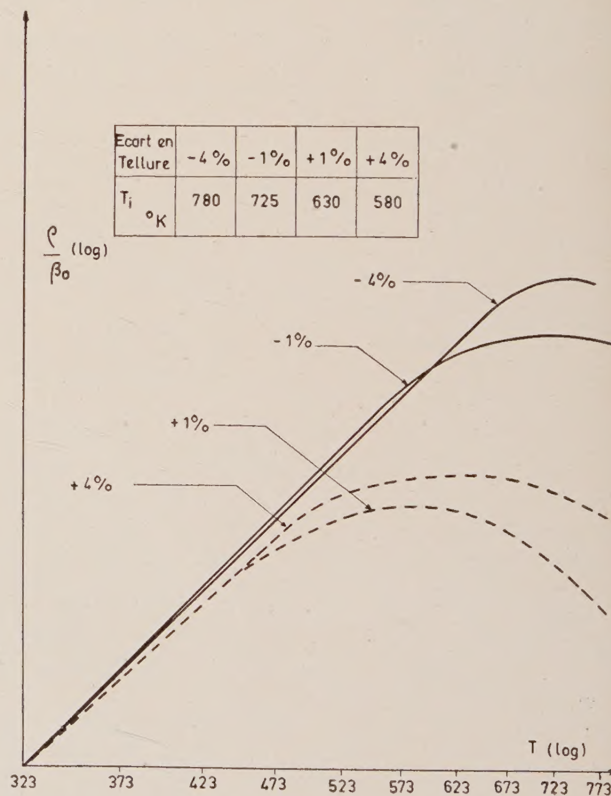


Fig. 2.

est respectivement de — 4 %, — 1 %, + 1 %, + 4 %. La concentration en porteurs libres (trous) des échantillons à la température ordinaire est sensiblement la même : 3.10^{19} cm^{-3}.

La figure 1 représente la variation avec la température, de α et $\alpha^2\sigma$ (α : pouvoir thermoélectrique ; σ : conductivité électrique).

La figure 2 représente dans un diagramme à deux échelles logarithmiques la variation relative de ρ (résistivité électrique) en fonction de la température absolue.

Nous remarquons sur ces courbes que :

1° la résistivité augmente d'abord avec la température, puis passe par un maximum pour une température T_i, variable d'une composition à l'autre. Lorsque l'écart stoechiométrique en tellure croît de -4 % à $+4$ %, la température T_i décroît de 780 °K à 580 °K.

2° La variation de log ρ vis-à-vis de log T est linéaire jusqu'à une température un peu inférieure à T_i. Nous pouvons en conclure que, dans ce domaine, la concentration en trous libres est constante et seule la mobilité de ces trous varie. La température T_i est liée à l'apparition de porteurs de charge intrinsèques.

La pente des parties rectilignes des courbes de la figure 2 traduit une variation de la mobilité μ en fonction de la température, de la forme $\mu \propto T^{-1.75}$. Cette loi peut être interprétée comme signifiant que la mobilité est limitée par l'interaction des porteurs avec les vibrations du réseau.

3° Le déplacement de T_i avec l'écart stoechiométrique en tellure implique vraisemblablement qu'un excès de tellure diminue la largeur de la bande interdite de la solution solide (et inversement un défaut de tellure l'augmente).

En conclusion, nous retiendrons qu'un excès de tellure dans la solution solide déplace vers les basses températures le point de fonctionnement optimum du thermoélément. Le rendement d'un thermoélément fonctionnant entre T_0 et T_1 peut être apprécié, en première approximation, d'après la valeur moyenne de α^2/I dans l'intervalle (T_0, T_1) si la conductivité thermique des électrons K_{el} domine largement celle des phonons K_{ph}, ou d'après la valeur moyenne de $\alpha^2\sigma T^\varepsilon$ dans le cas contraire (ε étant un nombre compris entre 0 et 1, dépendant de la variation de K_{ph} avec T). On peut alors juger de l'efficacité relative de différents thermoéléments en comparant les courbes des figures 1*a* et 1*b* respectivement. La situation réelle est intermédiaire entre ces deux cas extrêmes. L'élément à 4 % de tellure en excès est certainement préférable pour la construction d'un réfrigérateur à effet Peltier, alors que, pour construire une thermopile fonctionnant entre 50 et 300 °C, l'écart stoechiométrique en tellure est moins critique ; la connaissance de $K(T)$ serait nécessaire pour faire un choix entre les diverses compositions dont les performances ne devraient pas être très différentes.

Lettre reçue le 7 mai 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] RODOT (H.), BENEL (H.), Solid State Physics Symposium, Brussels, 1958, Ac. Press., Londres.

[2] SMIROUS (K.), STOURAC (L.), *Z. Naturforsch.*, 1959, **14a**, n° 9, 848/849.

CORRECTIF A UN ARTICLE SUR LA MÉCANIQUE STATISTIQUE DES MACROMOLÉCULES EN CHAINES DANS UN CHAMP DE VITESSES

Par Ryuzo KOYAMA et Roger CERF,

Centre d'Études des Télécommunications, Tokyo

et

Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.

Nous désirons corriger une erreur contenue dans un article publié par l'un de nous [1] dans ce *Journal*. Pour désigner les équations de ce mémoire, on conservera leur numérotage initial. Les équations corrigées ou nouvelles seront affectées d'un signe prime et numérotées à partir de (1′).

Il s'agissait d'étudier le comportement dans un écoulement à gradient de vitesse constant G d'une solution de macromolécules en chaînes, en tenant compte de leur viscosité interne. L'erreur concerne le cas particulier où la viscosité interne est très grande ; on se rappelle que les molécules se comportent alors comme si elles étaient rigides et que le phénomène se réduit à un effet d'orientation par le champ de vitesses, sans déformation des molécules.

L'équation de diffusion (46) doit être remplacée par la suivante :

$$\sum_{p=1}^{N}\sum_{q=1}^{N} D_p D_q \Phi + \frac{2G}{D}\sum_{p=1}^{N} \nu_p^{-1} u_p w_p \Phi + \frac{G}{D}\sum_{p=1}^{N} \nu_p^{-1} w_p^2 \sum_{p=1}^{N} D_p \Phi = 0, \qquad (1')$$

où D_p est l'opérateur différentiel.

$$D_p \equiv u_p \frac{\partial}{\partial w_p} - w_p \frac{\partial}{\partial u_p}. \qquad (2')$$

Les autres notations sont celles du mémoire cité. La solution de l'équation de diffusion qui était antérieurement donnée par (47) est maintenant :

$$\left.\begin{aligned} \Phi &= \Phi_0 [1 + G\varphi_1 + G\varphi_2 + \ldots] \\ \varphi_1 &= \frac{1}{2D}\sum_{p=1}^{N} \nu_p^{-1} u_p w_p \\ \varphi_2 &= -\frac{1}{64D^2}\Bigg[\sum_{p=1}^{N} \nu_p^{-1}(u_p^2 - w_p^2)^2 \\ &\quad - 4\Big(\sum_{p=1}^{N} \nu_p^{-1} u_p w_p\Big)^2 + 4\Big(\sum_{p=1}^{N} \nu_p^{-1} w_p^2\Big)^2 \\ &\quad - 4\Big(\sum_{p=1}^{N} \nu_p^{-1} u_p^2\Big)^2\Bigg] \end{aligned}\right\}. \qquad (3')$$

Elle obéit aux conditions de normation

$$\int \varphi_1 \, d\tau = \int \varphi_2 \, d\tau = 0, \qquad (4')$$

où $d\tau$ est l'élément de volume de l'espace de configuration, ainsi qu'aux conditions

$$\int_0^{2\pi} \varphi_1 \, d\Theta = \int_0^{2\pi} \varphi_2 \, d\Theta = 0, \qquad (5')$$

où Θ représente un angle fixant l'orientation de la

particule (dans le plan de l'écoulement). Les conditions (5′) expriment le fait suivant : les particules étant rigides, la distribution des configurations ne dépend pas de G et, par suite, si l'on intègre la fonction de distribution Φ sur Θ, le résultat est indépendant de G.

En multipliant l'équation (1′) d'abord par u_p^2 (ou par w_p^2), puis par $u_p\, w_p$, et en intégrant sur tout l'espace de configuration on obtient les relations suivantes :

$$< u_p^2 - w_p^2 > - \frac{G}{D} \sum_{q=1}^{N} \nu_q^{-1} < w_q^2\, u_p\, w_p > = 0 \qquad (6')$$

$$< u_p\, w_p > + \frac{G}{4D} \sum_{q=1}^{N} \nu_q^{-1} < w_q^2\, (u_p^2 - w_p^2) > = 0. \qquad (7')$$

En se servant de l'expression de φ_1 ces relations deviennent :

$$< u_p^2 - w_p^2 > = \frac{DG^2}{2\,\delta^3} \frac{1}{\mu_p\, \lambda_p^2} \left(2 + \lambda_p \sum_{p=1}^{N} \frac{1}{\lambda_p} \right) + \ldots \qquad (8')$$

$$< u_p\, w_p > = \frac{DG}{2\,\delta^2} \frac{1}{\mu_p\, \lambda_p} + \ldots. \qquad (9')$$

On peut vérifier les résultats (8′) et (9′) sans se servir de (6′) et (7′) en utilisant l'expression de φ_2.

Les expressions précédentes sont identiques à celles du mémoire cité, de sorte que les grandeurs caractérisant les propriétés dynamo-optiques données antérieurement n'étaient pas affectées par l'erreur signalée ici. Les expressions (72) et (73) de la pente initiale tg α de la courbe d'extinction sont donc inchangées.

Par ailleurs, en se servant de (3′) on obtient l'expression suivante de $< w_p^2 >$, qui sert dans le calcul de l'effet non-newtonien :

$$< w_p^2 > = \frac{D}{\delta\mu_p} \left[1 - \frac{G^2}{4\,\delta^2} \frac{1}{\lambda_p^2} \left(2 + \lambda_p \sum_{p=1}^{N} \frac{1}{\lambda_p} \right) + \ldots \right] \qquad (10')$$

On peut également obtenir le résultat (10′) en remarquant que la condition de rigidité des molécules entraîne que $< u_p^2 + w_p^2 >$ est indépendant de G. Dès lors :

$$< u_p^2 + w_p^2 > = \frac{2D}{\delta\mu_p} \qquad (11')$$

ce qui, compte tenu de (6′), entraîne (10′).

A partir de (10′) on obtient les expressions de $[\eta]/[\eta]_0$; si les interactions hydrodynamiques sont négligeables on a :

$$[\eta]/[\eta]_0 = 1 - 0{,}86\, \mathcal{M}^2\, G^2 + \ldots \qquad (12')$$

et si les interactions sont fortes :

$$[\eta]/[\eta]_0 = 1 - 0{,}36\, \mathcal{M}^2\, G^2 + \ldots$$

Ces expressions doivent remplacer les relations (64) et (65). La différence réside dans le coefficient numérique qui est ici deux fois plus petit.

Lettre reçue le 29 mai 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cerf (R.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 122.

INFORMATION

Le Cinquième *Congrès Européen de Spectroscopie Moléculaire* se tiendra du 29 mai au 3 juin 1961 à Amsterdam.

Pour tous renseignements s'adresser à D. H. Zijp, Secrétaire du congrès, Anorganisch Chemisch Laboratorium, Nieuwe Achtergracht 123, Amsterdam — Pays-Bas.

Le Gérant : Maurice Blondin — Dépôt légal : 2ᵉ trim. 1960. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).